Dr. H. H. Heydemann

Elektronenstrahl-Oszillograph

LEHRMEISTER BÜCHEREI 4,-

Wirkungsweise, Entwurf, Selbstbau · 119 Abbildungen

Dr. H. H. Heydemann

Elektronenstrahl-Oszillograph

Wirkungsweise, Entwurf und Selbstbau
Mit 119 Abbildungen im Text

Lehrmeister-Bücherei Nr. 706
Albrecht Philler Verlag · 495 Minden

Umschlagbild: Nach einem Farbfoto des Verfassers

Alle Rechte vorbehalten

Satz und Druck: Bad-Druckerei, Bad Oeynhausen

Bindearbeiten: Willi Heese, Hannover

47055

Inhaltsverzeichnis

Vorwort 5

I. Die Elektronenstrahlröhre
1. Die Erzeugung des Elektronenstrahles 7
2. Die elektrostatische Beeinflussung des Elektronenstrahles 12
Der Wehneltzylinder 12
Elektrostatische Felder 13
Die elektrische Linse 16
Die elektrostatische Ablenkung 20
Die Nachbeschleunigung des Elektronenstrahles . 31
3. Ausführungen von Elektronenstrahlröhren . . . 32
4. Der Einbau von Elektronenstrahlröhren 43
5. Der Betrieb von Elektronenstrahlröhren 46
6. Die magnetische Beeinflussung des Elektronenstrahles 47
Die magnetische Linse 48
Die magnetische Lenkung 50

II. Die Stromversorgung der Elektronenstrahlröhre
1. Die zum Betrieb der Röhre erforderlichen Spannungen 53
2. Die Erzeugung hoher Gleichspannungen 55
3. Das Netzgerät 61
4. Die Verschiebung des Nullpunktes 67

III. Die Zeitablenkung 71
1. Die sinusförmige Zeitablenkung 76
2. Das Glimmröhren-Kippgerät 80
3. Gastrioden zur Kippspannungserzeugung . . . 87
4. Der Multivibrator 96
5. Der Transitron-Miller-Integrator 101

IV. Verstärker
1. Die Frequenzgrenzen 105
2. Die Dimensionierung von Meßverstärkern . . . 120
V. Industrie-Oszillographen 129
VI. Der Selbstbau eines Oszillographen 145
1. Chassis und Gehäuse 146
2. Das Netzteil 154
3. Das Kippgerät 159
4. Die Punktverschiebung 163
5. Der Verstärker 163
Stückliste für Selbstbauteile 169
Die Bedeutung der Formelzeichen 175
Wichtige Zehner-Vielfache und Zehner-Teile 179
Literaturverzeichnis 181

Vorwort

Der Elektronenstrahl-Oszillograph ist eines der universellsten Meßgeräte. Über die Meßaufgaben der Elektrotechnik zur Spannungs=, Strom=, Phasen=, Frequenzmessung, Aufnahme von Resonanzkurven, Röhrenkennlinien, Ein= und Ausschaltvorgängen hinaus läßt er sich auf fast allen Gebieten der Technik einsetzen. So lassen sich z. B. Schwingungen und Dehnungen im Maschinenbau messen, die Arbeitsweise von Verbrennungs=Motoren kann mit ihm innerhalb weniger Minuten kontrolliert werden, in der Akustik können Klangkurven aufgenommen werden usw.

Die Vielseitigkeit dieses Meßgerätes läßt sich jedoch nur ausnutzen, wenn man sich über die Funktion des Gerätes völlig im klaren ist. In diesem Lehrmeister=Buch soll deshalb die Wirkungsweise der Elektronenstrahlröhre und der Zusatzgeräte ausführlich behandelt werden. Dabei wird von den physikalischen Zusammenhängen ausgegangen unter Verzicht auf schwierigere mathematische Ableitungen. Vorausgesetzt werden nur die grundlegenden Gesetzmäßigkeiten der allgemeinen Elektrotechnik und der Rundfunktechnik. Hierauf folgen Angaben für den selbständigen Entwurf der einzelnen Geräte. Schließlich wird als Beispiel der Bau eines einfachen Oszillographen beschrieben.

Der Verfasser hofft durch die Art der Stoffauswahl sowohl den Interessenten, die einen Industrie=Oszillographen voll ausnutzen wollen, als auch denjenigen, die zunächst einen Oszillographen bauen wollen, das erforderliche Rüstzeug mit diesem Büchlein in die Hand zu geben.

Vieles konnte dabei leider nur gestreift werden, manches, wie etwa das eigentliche Messen mit dem Gerät, gar nicht

behandelt werden. Deshalb wurde ein umfangreiches Literaturverzeichnis angefügt.

Den Firmen Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft, Siemens & Halske und Telefunken gebührt für die zur Verfügung gestellten Unterlagen und Bilder besonderer Dank.

H. H. Heydemann

Hannover, 1958

Vorwort zur 2. und 4. Auflage

Die im Laufe der letzten Jahre notwendig gewordenen technischen Verbesserungen und Neuerungen wurden berücksichtigt und eingearbeitet. Möge auch die 4. Auflage dasselbe Interesse finden wie die vorhergehenden.

H. H. Heydemann

Hannover, 1961 und 1970

I. Die Elektronenstrahlröhre

1. Die Erzeugung des Elektronenstrahles

Erst die Erfindung der Elektronenstrahlröhre Ende des vergangenen Jahrhunderts ermöglichte die Sichtbarmachung sich zeitlich sehr schnell ändernder elektrischer Vorgänge. In Verbindung mit ihrem Stromversorgungsteil und weiteren Hilfsgeräten bildet sie den Elektronenstrahl-Oszillographen. Sie ist Meßwerk und wichtigster Teil der Oszillographen. Zum vollen Verständnis der Wirkungsweise dieser Meßgeräte ist damit die Kenntnis der Vorgänge innerhalb der Elektronenstrahlröhre unabdingbare Voraussetzung.

Die von Prof. Braun konstruierte Elektronenstrahlröhre, ihm zu Ehren auch Braunsche Röhre genannt, bestand aus einem Glasrohr, das sich an seinem einen Ende trichterförmig erweiterte. In das andere Ende der Glasröhre war eine Elektrode eingeschmolzen. Vor der Erweiterung befand sich ein Metallröhrchen, dessen Achse mit der Achse der Glasröhre zusammenfiel, die Anode. Den Abschluß des Trichters bildete der Leuchtschirm, das ist eine Glaswand, die mit einem fluoreszierenden Stoff versehen ist. Die Röhre wurde bis auf einen kleinen Rest luftleer gepumpt. Die Kathode besaß keine Heizung, sie wurde nicht durch Energiezufuhr von außen erwärmt, es war eine sogenannte „kalte Kathode". Wird an die beiden Elektroden, die Kathode und die Anode, eine hohe Gleichspannung von mehr als 10000 V gelegt, die damals mit Funkeninduktoren erzeugt wurde, so streben die positiv geladenen Ionen (kleine Teilchen, die stets eine positive Ladung aufweisen) des Restgases von der Anode fort zur Kathode. Hierbei durchlaufen sie das elektrostatische Feld zwischen Anode und Kathode, wodurch ihre Geschwin-

digkeit zunimmt. Sie erreichen eine gewisse Bewegungsenergie, mit der sie auf die Kathode aufprallen, wobei sie ihre Energie an die Kathode abgeben. Dadurch werden nun negativ geladene Elektronen (kleine, negativ geladene Elementarteilchen) an der Kathode herausgelöst, die den Weg in umgekehrter Richtung ebenfalls unter einer Geschwindigkeitszunahme durchfliegen. Sie sind jedoch schneller, da sie „leichter" sind, oder genauer gesagt, eine geringere Masse haben. Die meisten Elektronen landen auf der Anode und werden abgeleitet. Der kleine Teil, der durch die Öffnung hindurchtritt, trifft als dünner Elektronenstrahl auf den Fluoreszenzschirm und bildet hier einen Leuchtfleck. Dieser Elektronenstrahl wird durch ein elektromagnetisches Feld abgelenkt. Hierzu befanden sich zwischen Anode und Aufweitung des Röhrenkolbens dicht am Glase Elektromagnete, die von einem Wechselstrom durchflossen wurden. Der Leuchtfleck wird hierdurch zu einem Strich auseinandergezogen. Mit Hilfe eines Drehspiegels, der aus mehreren Einzelspiegeln besteht („Polygonspiegel"), und mit einer bestimmten Geschwindigkeit umlaufen muß, läßt sich dieser zur Wechselstromkurve auseinanderziehen.

Die kalte Kathode bedingt, daß sich ein Gas in einer bestimmten Verdünnung in der Röhre befinden muß, welches Ionen liefert. Diese Ionen müssen dann so stark an Geschwindigkeit zunehmen, daß ihre Energie ausreicht, um Elektronen aus der Kathode herauszulösen. Das ist nur möglich mit sehr hohen Spannungen, die die Ionen auf entsprechend hohe Geschwindigkeiten bringen. Das hat aber zur Folge, daß die Elektronen in der umgekehrten Richtung zur Anode und von dort aus weiter zum Leuchtschirm sehr schnell fliegen. Mit zunehmender Geschwindigkeit wird es aber immer schwieriger, den Elektronenstrahl auszulenken, d. h. es sind bei steigender Anodenspannung für die gleiche Auslenkweite größere Ströme in den Ablenkspulen des Elektromagneten erforderlich.

Durch die unterschiedliche Geschwindigkeit der Ionen und Elektronen ergibt sich weiterhin ein ungleichmäßiges Ablenkfeld, was sich besonders stark bemerkbar macht in der Nähe der Nullage des Elektronenstrahles. Es tritt also eine Veränderung der Kurvenform innerhalb der Elektronenstrahlröhre auf. Dieser Fehler wird auch als „Nullpunktfehler" bezeichnet. Die positiven Ionen bewirken außerdem eine Konzentration des Elektronenstrahles. Infolge ihrer positiven Ladung ziehen sie nämlich die negativen Elektronen an. Durch diese Strahlkonzentration aber wird die Ablenkung träge, weshalb die gasgefüllten Röhren lediglich für niederfrequente Untersuchungen geeignet sind.

Wegen dieser erheblichen, durch die Ionen hervorgerufenen Mängel wird heute fast ausschließlich die Hochvakuumröhre verwendet. Diese unterscheidet sich in ihrem Aufbau wesentlich von der gasgefüllten Röhre. Hier wird im allgemeinen die Kathode indirekt geheizt. Der aus Wolframdraht bestehende Heizwendel befindet sich in einem kleinen Metall- oder Keramikröhrchen, auf dessen vorderer Abschlußfläche sich die Oxydschicht O (Abb. 1) befindet. Die Erhitzung der Oxydschicht muß ganz gleichmäßig erfolgen, damit die Emission („Elektronenabgabe") über die gesamte Oberfläche gleichmäßig stattfindet, was wichtig ist für die Erzeugung eines gleichmäßig hellen Leuchtfleckes. Häufig ist

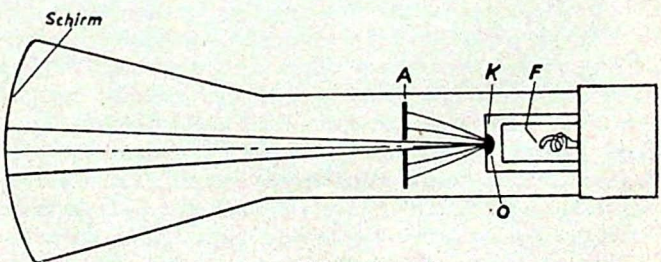

Abb. 1: Elektronenstrahl

ein Ende des Heizdrahtes bereits innerhalb der Röhre mit der Kathode verbunden. Hierauf ist beim Anschluß der Röhre zu achten! Wie der Name schon sagt, ist eine Hochvakuumröhre weitgehend luftleer gepumpt und enthält außer dem geringen Rest an Luft keinerlei Gas. Ein Ionenbeschuß der Kathode ist ja auch nicht nötig, da hier die zur Abgabe von Elektronen erforderliche Energiezufuhr durch die elektrische Heizung erfolgt. Die von der Kathode abgegebenen Elektronen befinden sich in einem Elektrostatischen Feld zwischen Kathode und Anode, sobald eine Anodenspannung an die Röhre gelegt wird. Sie bewegen sich wie bei der gasgefüllten Röhre mit zunehmender Geschwindigkeit zur Anode. Dort prallt der größere Teil auf und wird abgeleitet. Der durch die Öffnung dringende Teil fliegt weiter, ohne jedoch noch an Geschwindigkeit zuzunehmen, denn er befindet sich nicht mehr in einem elektrostatischen Feld, und trifft schließlich auf den Schirm auf, dessen Fluorerszensschicht er zum punktförmigen Aufleuchten bringt (Abb. 1). Auf dem ganzen Weg von der Kathode bis zum Schirm streben die Elektronen auseinander, da sie sich infolge ihrer gleichen Ladung abstoßen. Um dennoch einen punktförmigen Leuchtfleck kleinsten Ausmaßes zu erhalten, müssen Maßnahmen getroffen werden, um die Elektronen wieder einander zu nähern. Dieses wird erreicht durch den Wehneltzylinder und magnetische oder elektrostatische Linsen.

Da der Elektronenstrahl eine negative Ladung besitzt, läßt er sich durch elektrostatische Felder konzentrieren und auch ablenken. Außer der Ladung haben die Elektronen des Strahles auch noch eine Geschwindigkeit. Hierdurch ist auch eine magnetische Strahlkonzentration und eine magnetische Ablenkung möglich. Dabei folgt der Elektronenstrahl wegen der sehr kleinen Masse der Elektronen nahezu trägheitslos den ablenkenden Kräften. Dies ist einer der Gründe für die vielseitige Anwendungsmöglichkeit des Elektronenstrahl-Oszillographen.

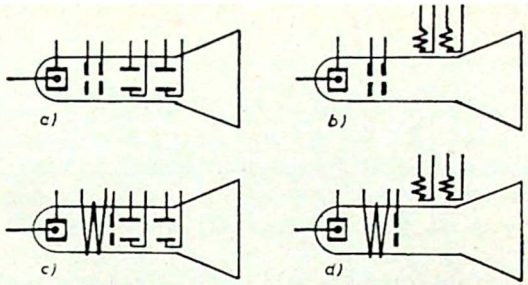

Abb. 2: Schaltzeichen für Elektronenstrahlröhren
a) elektrostatische Konzentration, elektrostatische Ablenkung
b) elektrostatische Konzentration, magnetische Ablenkung
c) magnetische Konzentration, elektrostatische Ablenkung
d) magnetische Konzentration, magnetische Ablenkung

Da Strahlkonzentration und Strahlablenkung voneinander unabhängig elektrostatisch oder magnetisch erfolgen können, ergeben sich eine Reihe von verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten (Abb. 2):

Strahlkonzentration:	Strahlablenkung:
1. elektrostatisch	elektrostatisch
2. elektrostatisch	magnetisch
3. magnetisch	elektrostatisch
4. magnetisch	magnetisch

Da die Röhren im allgemeinen mit zwei Ablenksystemen versehen werden, eines für die senkrechte und eines für die waagerechte Ablenkung des Strahles, ergibt sich durch ein gemischt elektrostatisch-magnetisches Ablenksystem noch eine weitere Variationsmöglichkeit.

Die elektrostatische Strahlkonzentration und die elektrostatische Strahlablenkung erfolgen leistungslos, solange die Frequenz der Ablenkspannung nicht sehr hoch ist. Deshalb werden Oszillographen im allgemeinen mit Röhren dieser Kombination versehen. Demgegenüber werden in der Fern-

sehtechnik meist magnetische Konzentration und magnetische Ablenkung verwendet. Auch die 2. Kombination elektrostatisch=magnetisch ist in der Fernsehtechnik anzutreffen. Von der 3. Möglichkeit wird kaum Gebrauch gemacht.

2. Die elektrostatische Beeinflussung des Elektronenstrahles

Der Wehneltzylinder

Da sich die Elektronen auf ihrem Weg zur Anode und weiter zum Schirm keineswegs parallel zueinander bewegen, sondern strahlenförmig auseinanderstreben, müssen sie wieder gebündelt werden. Dies erfolgt als Vorbündelung bereits durch den sogenannten Wehneltzylinder, der sich als zylinderförmige Elektrode in der Nähe der Kathode befindet. Dieser Zylinder kann auch an seinem anodenseitigen Ende mit einer Platte, die nur eine kleine zentrische Öffnung enthält, verschlossen sein. An den Wehneltzylinder wird eine gegenüber der Kathode negative Spannung gelegt. Hierdurch ändert sich das elektrostatische Feld zwischen Anode und Kathode in der Nähe der Kathode, was zur Folge hat, daß sich die Elektronen in der Nähe der Kathode kreuzen, es entsteht ein Brennpunkt (Abb. 3). Die Ursache für das Zustandekommen dieses Strahlkreuzungspunktes wird im nächsten Kapitel erläutert werden. Wird die Spannung am Wehneltzylinder mehr in das negative Gebiet verschoben, so wird

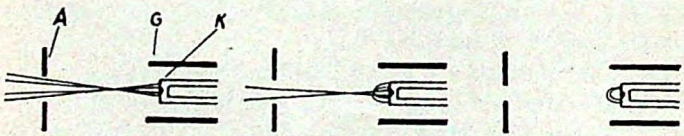

Abb. 3: Die Wirkungsweise des Wehneltzylinders; wird dieser negativ gemacht, so gelangen weniger Elektronen hindurch (Mitte). Bei stark negativer Spannung werden alle Elektronen zurückgedrängt (rechts)

ein Teil der Elektronen auf die Kathode zurückgedrängt. Wird die negative Spannung weiter gesteigert, so wird schließlich ein Wert erreicht, bei dem es keinem Elektron mehr gelingt, sich nach Ablösen von der Kathode zur Anode zu bewegen, da das Potentialgefälle vor der Kathode zu klein geworden ist. Der Wehneltzylinder wirkt also auch wie ein Steuergitter bei einer Elektronenröhre und wird deshalb auch als Gitter oder Steuerelektrode bezeichnet. Mit Hilfe des Wehneltzylinders kann also die Intensität des Elektronenstrahles gesteuert werden. Der Leuchtpunkt oder der Linienzug kann heller oder dunkler geregelt werden durch Änderung der am Wehneltzylinder liegenden Spannung. Von dieser Helligkeitssteuerung wird auch im Fernsehempfänger Gebrauch gemacht.

Elektrostatische Felder

Es wurde bereits kurz der Einfluß des elektrostatischen Feldes zwischen Anode und Kathode der Elektronenstrahlröhre auf die Elektronen gestreift. Zur Erklärung der Vorgänge in der Elektronenstrahlröhre ist die Kenntnis einiger Grundbegriffe aus der Feldlehre sehr nützlich. Zwischen den beiden Polen eines Hufeisenmagneten besteht ein magnetisches Energiefeld. Wird etwa eine Stecknadel zwischen die beiden Pole gebracht, so wird sie auf Grund dieses Feldes von einem der beiden Pole angezogen. Allgemein bekannt ist auch der Versuch, daß man auf die beiden Pole eines solchen Magneten eine Postkarte legt, auf die dann feine Eisenfeilspäne gestreut werden. Die Späne sammeln sich dann in feinen Linien, die von dem einen Pol zum andern laufen. Diese Feldlinien geben die Richtung des magnetischen Feldes an; ihre Dichte ist ein Maß für die Stärke des Feldes an der jeweiligen Stelle. Diese Verhältnisse ändern sich nicht, wenn der Hufeisenmagnet nicht aus Stahl ist (Permanentmagnet), sondern aus Weicheisen, um das einige Windungen Draht gelegt sind, die von einem Gleichstrom durchflossen werden.

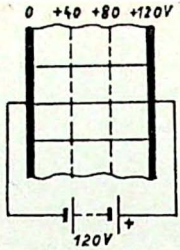

Abb. 4: Das homogene elektrische Feld

Solange die Spule stromdurchflossen ist, ist das Feldlinienbild das gleiche wie beim Permanentmagneten.

Für das elektrostatische Feld läßt sich etwas Entsprechendes aufbauen. Ein solches Feld besteht zwischen den Platten eines Kondensators, wenn an ihnen eine Spannung liegt. Da kein Strom fließt, sondern die Platten, die den Polen eines Magneten entsprechen, lediglich eine positive und negative Ladung besitzen, heißt es elektrostatisches Feld. Die Feldlinien gehen in diesen Feldern stets senkrecht von einer Platte aus und treffen wieder senkrecht auf die zweite Platte auf. Die Dichte der Feldlinien ist wiederum ein Maß für die Stärke des Feldes an dem entsprechenden Ort. Haben die Feldlinien alle einen gleichmäßigen Abstand voneinander, so wird das Feld als „homogen" (etwa: gleichartig) bezeichnet. Bewegt man sich auf einer Feldlinie von einer Platte ausgehend (von der linken in Abb. 4), so steigt die Spannung gleichmäßig an, bis sie beim Erreichen der andern Platte auf den Wert der angelegten Spannung gekommen ist. Werden nun alle Punkte der Feldlinien, die jeweils die gleiche Spannung aufweisen, miteinander verbunden, so entsteht eine Reihe neuer Kurven, die als „Äquipotentiallinien" (Linien gleichen Potentials oder Linien gleicher Spannungen gegen einen beliebigen Punkt; die linke Platte in Abb. 4) bezeichnet werden. In Bild 4 sind die Äquipotentiallinien gestrichelt angegeben worden; sie bil-

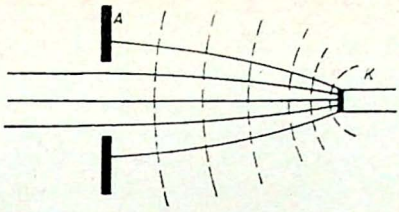

Abb. 5: Äquipotentiallinien und Strahl zwischen Kathode und Anode

den stets die kürzeste Verbindung zwischen je zwei Feldlinien und müssen deshalb diese senkrecht schneiden.

Abb. 5 zeigt nun das elektrostatische Feld zwischen der Kathode und der Anode in der Elektronenstrahlröhre. Hier liegt kein homogenes Feld mehr vor, da die (in der Abb. voll ausgezogenen) Feldlinien nicht parallel zueinander von der Kathode zur Anode streben. Die gestrichelt gezeichneten Kurven sind wieder die Äquipotentiallinien. Die von der Kathode ausgehenden Elektronen bewegen sich auf den Feldlinien oder, was dasselbe ist, senkrecht zu den Äquipotentiallinien. Während sie dieses Energiefeld durchlaufen, nimmt ihre Geschwindigkeit zu. Sie werden beschleunigt, und zwar um so mehr, je energiereicher das Feld, also je höher die Spannung ist, die zwischen Kathode und Anode liegt.

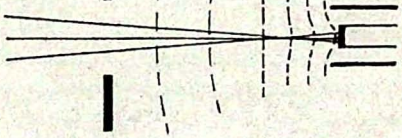

Abb. 6: Durch den Wehneltzylinder ändert sich das Feld und damit die Elektronenbahn. Es entsteht ein Schnittpunkt

In Abb. 6 wurde zur Anordnung aus Kathode und Anode eine Wehneltzylinder, an dem eine gegenüber der Kathode negative Spannung liegt, eingefügt. Das Feldlinienbild und damit auch die Äquipotentiallinien in der Nähe der Kathode verschiebt sich ganz erheblich. Die Äquipotentiallinien, die stets parallel zu spannungsführenden Elektroden verlaufen, werden in der Nähe des Wehneltzylinders in Richtung zur Anode gedrängt. Da sich die Elektronen stets senkrecht zu den Äquipotentiallinien bewegen, ist es nun auch verständlich, warum sie einen Schnittpunkt vor der Kathode bilden müssen.

Die Hauptaufgabe des Wehneltzylinders besteht jedoch darin, daß durch Änderung der Spannung an diesem die Strahlstromstärke und damit die Helligkeit des auf dem Schirm geschriebenen Bildes geregelt werden kann. Da sich aber mit einer Änderung der Spannung am Wehneltzylinder auch das Feld in der Nähe der Kathode ändert, verschiebt sich gleichzeitig der Strahlkreuzungspunkt vor der Kathode ein wenig vor und zurück, was eine natürlich unerwünschte Unschärfe des Bildes zur Folge hat.

Die elektrische Linse

Hinter dem Brennpunkt vor der Kathode in Richtung zur Anode streben die Elektronen wiederum strahlenförmig auseinander. Damit auf dem Schirm ein kleiner Punkt oder bei angelegter Ablenkspannung ein dünner Linienzug geschrieben werden kann, muß eine Vorrichtung vorgesehen werden, die den Strahl abermals konzentriert, und zwar so, daß der Brennpunkt gerade auf den Schirm fällt. Das kann erreicht werden durch eine „elektrische Linse", die auf die Elektronen denselben Einfluß ausübt, wie eine gewöhnliche optische Linse auf die Lichtquanten. Die Bahn eines Elektrons läßt sich mit der Bahn eines Lichtquants vergleichen. In der Elektronenoptik gelten der Lichtoptik entsprechende Beziehungen.

Für die Geschwindigkeit ist dieser Vergleich allerdings nicht möglich. Diese ist in der Lichtoptik konstant und beträgt $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec. In der Elektronenoptik dagegen nimmt die Elektronengeschwindigkeit im Feld ständig zu; das Elektron wird beschleunigt. Mit der Feldstärke, also steigender Anodenspannung, wird auch die Geschwindigkeitszunahme größer. Die kinetische oder Bewegungsenergie des Elektrons wird beim Durchlaufen des Feldes größer. Nach dem Energiegesetz ist die kinetische Energie des Elektrons gleich der Masse des Elektrons mal der (Anoden-)Spannung, also:

$$(1) \qquad {}^1/_2 \; m \; v_e^2 = e \cdot U \qquad (1)$$

worin m die Masse des Elektrons, v_e seine Geschwindigkeit, e seine Ladung und U die beschleunigende Spannung ist. Werden die Werte für die Ladung und Masse des Elektrons eingesetzt und die Gleichung nach der Geschwindigkeit aufgelöst, so ergibt sich:

$$(2) \qquad v_e \; (km/sec) = 594 \cdot \sqrt{U \; (V)} \qquad (2)$$

Vernachlässigt wurde hierbei, daß sich die Masse des Elektrons mit seiner Geschwindigkeit ändert.

In der Lichtoptik wird der Lichtstrahl gebrochen, wenn er aus einem Stoff bestimmter Dichte in einen mit anderer Dichte eintritt. Dasselbe ist in der Elektronenoptik der Fall, wenn ein Elektronenstrahl durch die Grenzfläche eines bestimmten Potentials in ein anderes eintritt. Es gilt auch hier das aus der Optik bekannte Berechnungsgesetz:

$$(3) \qquad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_e^1}{v_e^2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \qquad (3)$$

In der praktischen Ausführung weisen die elektrischen Linsen allerdings nicht zwei Räume mit unterschiedlichem Potential und dazwischenliegender Grenzschicht auf, wie oben angenommen, sondern unendlich viele Grenzflächen. Hierdurch

ändert sich jedoch nichts an der Wirkungsweise. Der Strahl wird nur nicht mehr an einer einzigen Stelle gekrümmt, sondern biegt sich allmählich gemäß der unendlich vielen Grenzflächen in eine neue Richtung.

Grundsätzlich sind zwei Arten von Linsen zu unterscheiden. Bei der einen ist das Potential vor und hinter der Linse verschieden groß, es tritt außer der Brechung auch noch eine Geschwindigkeitszunahme des Elektrons ein. Bei der zweiten Art ist das Potential vor und hinter der Linse gleich groß, das Elektron erfährt nur eine Brechung. Abb. 7 zeigt eine

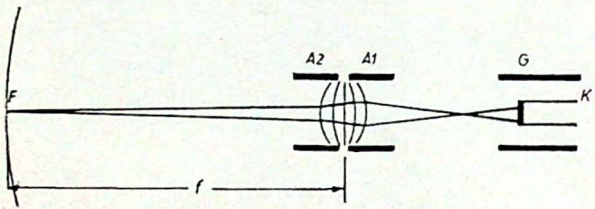

Abb. 7: Die elektrische Linse

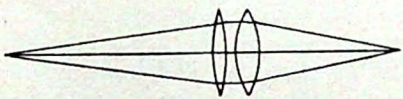

Abb. 8: Die optische Linse

Linse aus zwei Rohren, die der ersten Art angehört. Der Elektronenstrahl wird also zusätzlich beschleunigt. Zwischen den Elektroden wurden die Feldlinien eingetragen, die die Brechung des Elektronenstrahles bewirken. Bild 8 gibt ein entsprechendes lichtoptisches Linsensystem, das aus zwei Einzellinsen besteht, wieder.

Um den Brennpunkt etwas vor- oder zurück zu verschieben, werden in der Lichtoptik, z. B. bei einem Fotoapparat, die

Linsen einfach mechanisch gegeneinander verschoben. Dies ist jedoch bei einer elektrischen Linse innerhalb einer nahezu luftleeren Elektronenstrahlröhre praktisch nur mit beträchtlichem Aufwand durchführbar. Da jedoch die Ursache für die Brechung des Elektronenstrahles eine Potentialdifferenz ist, die durch eine Spannungsdifferenz etwa an den beiden Elektroden der Abb. 7 hervorgerufen wird, genügt es auch, diese Spannungsdifferenz zu ändern, um den Brennpunkt vor- oder zurückzuschieben. Ist die Spannungsdifferenz klein, so krümmen sich die Feldlinien nur wenig durch, die Brechkraft der elektrischen Linse ist klein, der Brennpunkt des Elektronenstrahles wird außerhalb der Röhre vor dem Schirm liegen. Wird die Spannungsdifferenz sehr groß, so werden viele, stark gekrümmte Feldlinien die Folge sein, die Brechkraft ist groß, der Brennpunkt wird zwischen Schirm und Anode liegen. Durch entsprechendes Einregeln der Spannungsdifferenz ist es also möglich, den Brennpunkt genau auf den Schirm zu legen und damit einen scharfen Punkt bzw. Linienzug zu erreichen.

Die Punktschärfe hängt jedoch nicht nur von der Linseneinstellung, sondern auch von der Spannung am Wehneltzylinder ab. Es wurde bereits erwähnt, daß die Punktschärfe mit zunehmender Strahlstromdichte, also Bildhelligkeit, abnimmt. Hieran vermag auch die Linse nichts zu ändern. Hohe Anodenspannungen erlauben jedoch kleinere Strahlstromdichten, da die Bildhelligkeit bei steigender Anodenspannung und festgehaltener Stromdichte größer wird. Durch die zunehmende Geschwindigkeit der Elektronen können diese außerdem nicht mehr so weit auseinanderstreben. Eine Erhöhung der Anodenspannung wirkt sich also in zweifacher Hinsicht günstig aus. Ein Nachteil dieser Maßnahme wird noch bei der Strahlablenkung behandelt werden.

Die elektrostatische Ablenkung

Wie bereits erwähnt wurde, konnte die Elektronenstrahlröhre als vielseitiges Meßwerk nur zu ihrer heutigen Bedeutung gelangen, weil es möglich ist, den Elektronenstrahl fast trägheitslos und nahezu leistungslos zu steuern, also abzulenken. Die Trägheit macht sich bei modernen Röhren erst oberhalb von 200 MHz bemerkbar. Die elektrostatische Ablenkung wird mit Hilfe eines Ablenkkondensators durchgeführt. Zwischen den beiden Platten des Kondensators besteht unter einer angelegten Spannung ein elektrostatisches Feld, durch das die Elektronen hindurchfliegen, wobei sie auf Grund ihrer negativen Ladung in Richtung der gerade positiven Platte abgelenkt werden (Abb. 9). Im Gegensatz zur Helligkeitssteuerung durch den Wehneltzylinder wird diese Art der Ablenkung als Quersteuerung bezeichnet.

Der Elektronenstrahl erreicht mit einer bestimmten Geschwindigkeit v, die er durch die Beschleunigungs-(Anoden)-spannung (siehe Gleichung 2) erhalten hat, die beiden Ablenkplatten P_1 und P_1' von der Länge b und dem gegenseitigen Abstand a (Abb. 9). Im elektrostatischen Feld zwischen den Platten wird er parabelförmig abgelenkt, wie ein Wasserstrahl, der aus einem waagerecht gehaltenen Schlauch fließt. Nach dem Austritt aus dem Feld wirken keine Kräfte mehr

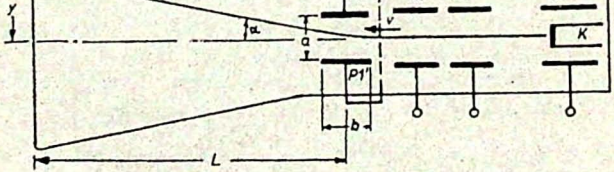

Abb. 9: Die elektrostatische Ablenkung

auf den Elektronenstrahl ein, er fliegt geradlinig in der zuletzt innegehabten Richtung weiter, bis er auf den Schirm, der sich im Abstand L vor den Ablenkplatten befindet, auftrifft. Dabei ist der Leuchtfleck gegenüber dem nichtabgelenkten Strahl um den Abstand y verschoben. Die Ablenkung eines Elektrons erfolgt auf Grund einer Kraft P, die gleich der Ladung des Elektrons e mal der Feldstärke $\mathfrak{E}$ des Feldes zwischen den Platten ist, also:

$$P = e \cdot |\mathfrak{E}| \tag{4}$$

Jede Kraft hat ohne Einwirkung einer Gegenkraft eine Beschleunigung (= Geschwindigkeitszunahme) zur Folge (in Abb. 9 senkrecht nach oben gerichtet). Wenn mit m die Masse eines Elektrons bezeichnet wird, ist diese:

$$b = P/m = \frac{e \cdot |\mathfrak{E}|}{m} \tag{5}$$

In der Zeit t legt das beschleunigte Elektron in Richtung der Querachse (senkrecht von unten nach oben in Abb. 9) die Strecke y' zurück:

$$y' = \frac{b}{2} \cdot t^2 = \frac{e \cdot |\mathfrak{E}|}{2 \cdot m} \cdot t^2 \tag{6}$$

In Richtung der Längsachse (waagerecht von rechts nach links in Abb. 9) fliegt das Elektron in dieser Zeit t mit gleichbleibender Geschwindigkeit weiter und legt dabei die Strecke x' zurück:

$$x' = v \cdot t \tag{7}$$

Wird die Gleichung 7 nach t ausgerechnet und der erhaltene Wert in Gleichung 6 eingesetzt, so ist:

$$y' = \frac{e \cdot |\mathfrak{E}|}{2 \cdot m \cdot v^2} x'^2 \tag{8}$$

Dies ist aber die Gleichung einer Parabel, nach der das Elektron den Ablenkraum durchfliegt.

In dem Augenblick, da das Elektron den Ablenkraum verläßt, hat es die Strecke y_1 in senkrechter Richtung zurückgelegt. Es fliegt geradlinig unter dem Winkel α gegen die Längsachse weiter. Die Größe der Auslenkung y hängt also vom Austrittswinkel und der Strecke y_1 ab. Sie beträgt:

$$y = \frac{U}{U_a} \cdot \frac{L}{2 \cdot a} \tag{10}$$

wenn angenommen wird, daß b viel kleiner als L ist, was praktisch stets zutrifft. In der Gleichung ist U die Ablenkspannung und U_a die Anodenspannung.

Die Ablenkempfindlichkeit ist der Ausschlag je Volt Ablenkspannung. Sie beträgt nach der Gleichung 10:

$$E = \frac{y}{U} = \frac{1}{U_a} \cdot \frac{l \cdot L}{2 \cdot a} \tag{11}$$

Der zweite Bruch dieser Gleichung enthält ausschließlich Größen, die nur vom Aufbau der Röhre abhängen, also unbeeinflußbar durch Änderung der Betriebsdaten sind, er wird mit Absolutempfindlichkeit E_{abs} bezeichnet. Es ist also:

$$E = \frac{E_{abs}}{U_a} \tag{12}$$

Nun kann aber auch andererseits die Betriebsempfindlichkeit durch die Auslenkung des Elektronenstrahles y und die Ablenkspannung U festgelegt werden. Die Betriebsempfindlichkeit ist dann:

$$E = \frac{y}{U} \tag{13}$$

Da die linken Seiten der beiden Gleichungen 12 und 13 gleich sind, müssen auch die rechten gleich sein, also:

$$\frac{y}{U} = \frac{E_{abs}}{U_a} \tag{14}$$

Diese Gleichung nach der Auslenkung ausgerechnet ergibt:

$$v = E_{abs} \frac{U}{U_a} \tag{15}$$

Die Absolutempfindlichkeit ist für jede Elektronenstrahlröhre ein fester Wert, wie bereits festgestellt wurde, der sich nicht ändern läßt. Damit besagt die Gleichung 14: Wird die Anodenspannung verdoppelt, so sinkt die Strahlauslenkung auf den halben Wert, wenn in beiden Fällen die Ablenkspannung die gleiche Größe hat. Wird die Anodenspannung halbiert, so verdoppelt sich die Auslenkung.

Es stehen sich also nun zwei Forderungen gegenüber: Einerseits erfordern hohe Punktschärfe und große Bildhelligkeit hohe Anodenspannungen, andererseits soll mit möglichst kleiner Ablenkspannung der Elektronenstrahl eine große Auslenkung auf dem Bildschirm erreichen, wozu eine niedrige Anodenspannung erforderlich ist. Mit der Nachbeschleunigung wird im nächsten Abschnitt ein Weg aufgezeigt werden, der beiden Erfordernissen weitgehend gerecht zu werden vermag.

Die Ablenkempfindlichkeit normaler Hochvakuum-Elektronenstrahlröhren liegt zwischen 0,1 und 0,4 mm/V; mit anderen Worten 25 bis 100 V lenken den Strahl 10 mm ab.

Da das elektrostatische Feld stärker wird, wenn der Plattenabstand (a in Abb. 9) kleiner wird, nimmt die Ablenkempfindlichkeit mit abnehmendem Plattenabstand zu. Dies hat jedoch seine Grenzen bei ebenen Platten, da der Strahl bei der Auslenkung nicht auf die Platte treffen darf. Er würde sonst von dieser abgeleitet werden und könnte nicht mehr den Schirm erreichen. Da sich der Elektronenstrahl auf einer parabelförmigen Bahn bewegt, würden parabelförmig gebogene Platten den geringsten gegenseitigen Abstand und damit die größtmögliche Ablenkempfindlichkeit ermöglichen. Diese sind jedoch in genauer Ausführung schwierig herzustellen. Es wird deshalb im allgemeinen eine Zwischenlösung gewählt, indem die Platten gegeneinander schräg gestellt werden, oder zu-

nächst parallel verlaufen, etwa in der Mitte einen Knick haben und dann schräg auseinandergehen.

Wird an die beiden Ablenkplatten P_1 und P_1' der Abb. 9, die zusammen ein Ablenksystem bilden, eine Wechselspannung gelegt, so kann nur ein Strich von dem Elektronenstrahl auf dem Leuchtschirm gezeichnet werden. Es entsteht kein Bild der Kurvenform der Wechselspannung, die ja in Abhängigkeit von der Zeit auf einen Höchstwert steigt, dann wieder absinkt, den Wert null durchläuft und weiter absinkt bis auf einen Tiefstwert, worauf sie wieder ansteigt, usw. Die zeitliche Auflösung des Striches läßt sich, wie bereits erwähnt wurde, durch einen schnell rotierenden Spiegel erreichen. Hiervon wird jedoch heute beim Elektronenstrahl-Oszillographen kein Gebrauch mehr gemacht. Statt dessen wird ein zweites Ablenksystem quer zum ersten eingebaut. Liegen also die Platten des einen Systems waagerecht, so stehen die des andern senkrecht. Wird nun an das Plattenpaar, das den Strahl in waagerechter Richtung auslenkt, eine Spannung angelegt, die gleichmäßig mit der Zeit ansteigt, so wird der Elektronenstrahl mit gleichbleibender Geschwindigkeit von links nach rechts über den Leuchtschirm geführt.

Von den zwei Plattenpaaren hat das der Kathode nähere die größere Ablenkempfindlichkeit, da sein Abstand L (siehe Abb. 9) vom Schirm größer ist, als der des andern Ablenksystems. Die empfindlichen Platten, also die kathodennahen, werden als Meßplatten verwendet, damit bei einer gegebenen Größe der Ablenkspannung die Strahlauslenkung möglichst groß wird. Die schirmnahen Platten dienen dann als Zeitablenkplatten. Je nach der Größe der an die beiden Platten gelegten Spannung kann der Leuchtfleck also auf jedem beliebigen Punkt des Schirmes entstehen.

Bei einer andern Art von Elektronenstrahlröhren rotiert der Elektronenstrahl kreisförmig und schreibt dabei einen Kreis auf dem Schirm. Diese Röhren weisen nur ein Ablenksystem auf, das aus zwei konisch gebogenen Platten besteht, zwischen

denen der Strahl umläuft. Wird eine Meßspannung an diese Platten gelegt, so erscheint der Kurvenzug auf der kreisförmigen Zeitlinie. Eine sinusförmige Wechselspannung beispielsweise würde jedoch in der Ablenkung zum Mittelpunkt des Schirmes zusammengedrückt und zum Rand hin auseinandergezogen erscheinen, d. h. die Abstände der Höchstwerte voneinander, die näher zum Mittelpunkt liegen, wären kleiner als die Abstände der Höchstwerte zum Außenrand des Schirmes. Die Kurve wird verzerrt wiedergegeben. Diese Röhrenbauart wird als „Polarkoordinaten"-Elektronenstrahlröhre bezeichnet. Sie werden für Spezialzwecke gebraucht (z. B. für die Entfernungsmessung in Funkmeßgeräten). Sie lassen sich für die hier behandelten Meßzwecke nicht verwenden und auch nicht umbauen.

Drei Steuermöglichkeiten des Elektronenstrahles wurden beschrieben. Die beiden Ablenksysteme können den Strahl in waagerechter und in senkrechter Richtung auslenken, und der Wehneltzylinder erlaubt die Helligkeitssteuerung. Damit läßt sich die gegenseitige Abhängigkeit dreier elektrischer oder auch mechanischer Größen (mechanische Größen lassen sich fast immer in elektrische umformen) voneinander darstellen. Dies ist außer der sehr geringen Trägheit ein wesentlicher Vorteil des Elektronenstrahl-Oszillographen gegenüber seinem Konkurrenten, dem Schleifen- oder Lichtstrahl-Oszillographen.[1])

[1])Das Meßwerk, „Meßschleife" genannt, des Lichtstrahl-Oszillographen besteht aus einer kleinen Spule, die sich zwischen den Polen eines Magneten befindet. Die Spule wird vom Meßstrom durchflossen. Dadurch dreht sie sich je nach der augenblicklichen Größe und Richtung des Stromes um ihre Achse. Damit sie den schnellen Stromänderungen folgen kann, muß sie sehr leicht sein. Außerdem ist sie zur Vermeidung der Reibung an zwei Metallbändchen aufgehängt, die gleichzeitig der Stromzuführung dienen. Ein Lichtstrahl wird auf einen kleinen Spiegel geleitet, der am Spulenrähmchen befestigt ist. Je nach der Stellung der Spule wird der Lichtstrahl verschieden zurückgeworfen. Unter dem Einfluß eines Wechselstromes schreibt der zurückgeworfene Lichtstrahl einen Strich, der durch einen sich drehenden Spiegel auseinandergezogen werden kann oder aber direkt ablaufendes Fotopapier belichtet.

Es wurde bisher stets davon gesprochen, daß eine Meß=spannung bzw. Kippspannung an die Ablenkplatten angelegt wird. Es ist jedoch keineswegs damit getan, diese Spannung einfach den entsprechenden Klemmen der Elektronenstrahl=röhre zuzuführen. Würde etwa eine Wechselspannung den beiden Meßplatten unter Zwischenschaltung von Kondensa=toren (um einen etwaigen Gleichspannungsanteil von den Platten fernzuhalten) zugeführt, so würden sich die Elektronen auf den Platten ansammeln, ohne abfließen zu können, die Platten würden eine „statische Aufladung" aufweisen. Der Elektronenstrahl würde sehr bald so weit ausgelenkt werden, daß er nicht mehr auf den Schirm auftrifft. Um diese Auf=ladungen zu vermeiden, müssen stets die zusammengehörigen Platten unter Zwischenschaltung eines Widerstandes mitein=ander verbunden werden, es muß eine „galvanische" Ver=bindung zwischen den Platten bestehen. Damit der Meß=spannung möglichst wenig Leistung entzogen wird, müssen diese Widerstände hohe Werte aufweisen. Andererseits müssen die Elektronen aber noch schnell genug von der einen Platte über diesen Widerstand zur andern fließen können, damit auch keine kurzfristige Aufladung eintritt. Mit Widerstands=werten zwischen 1 und 2 MOhm ist im allgemeinen beiden Forderungen Genüge getan. In fast allen Schaltungen von Elektronenstrahl=Oszillographen ist im Gegensatz zur allge=meinen Rundfunk=Schaltungstechnik der positive Pol des Netz=gerätes geerdet. Zwar ist es grundsätzlich für die Wirkungs=weise einer Schaltung gleichgültig, welcher Punkt geerdet ist, dennoch liegen hier wichtige Gründe dafür vor. Zwischen Anode und Ablenkplatten soll keine Geschwindigkeitszunahme der Elektronen eintreten. Das ist aber nur der Fall, wenn kein Spannungsunterschied zwischen beiden Elektroden besteht. Es muß dazu eine leitende Verbindung zwischen dem Ablenk=system und der Anode vorhanden sein (Abb. 10 und 11). Ist nun aber der negative Pol des Netzgerätes geerdet, so wird

die hohe Anodenspannung gegen Erde auch an den Meßklemmen und damit am Meßobjekt und am Kippgerät liegen. Dies wäre nicht ungefährlich und würde außerdem hohe Anforderungen an die Isolation von Kippgerät und Meßobjekt stellen. Daher wird fast immer die Anode geerdet. In Abb. 10 besitzt nun also stets die eine Platte, da sie leitend mit der

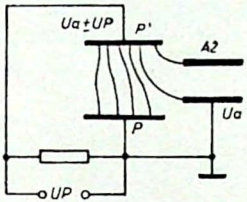

Abb. 10: Unsymmetrische Erdung der Ablenkplatten

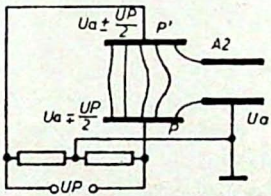

Abb. 11: Symmetrische Erdung der Ablenkplatten

Anode verbunden ist, dasselbe Potential (Spannungsunterschied ist gleich null) wie diese. Sie hat also die Spannung U_a. Das Potential der andern Platte hingegen schwankt in demselben Rhythmus, in dem sich die Meßspannung U_p ändert. In den beiden Grenzfällen beträgt die Spannung hier U_a+U_p und U_a-U_p. Diese Platte hat also nach wie vor eine Spannungsdifferenz gegen die Anode. Ist die Meßspannung positiv, erfahren die Elektronen eine Geschwindigkeitszunahme, ist sie negativ, eine Geschwindigkeitsabnahme. Hierdurch

treten Verzerrungen des gezeichneten Bildes auf gegenüber der wahren Kurvenform. Die Auslenkung unter und oberhalb der Zeitlinie, die ohne angelegte Meßspannung geschrieben würde, ist verschieden groß, d. h. die Zeitlinie liegt etwa bei einer sinusförmigen Wechselspannung nicht mehr in der Mitte des Kurvenzuges, sie liegt nicht mehr symmetrisch. Weiterhin ändert sich die Strichstärke je nach der Lage des Kurvenzuges auf dem Schirm (Abb. 12a und 12b). Bei einer Schaltung der schirmnahen Platten nach Abb. 10, die als „asymmetrische" Schaltung bezeichnet wird, kommt noch der sogenannte „Tra-

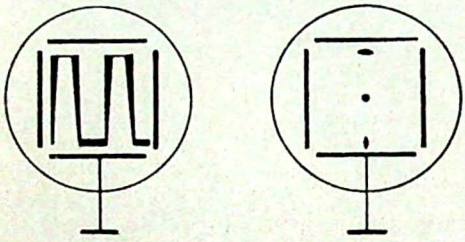

Abb. 12: Verzerrungen durch einseitige Erdung (Werkbild Telefunken)

pezfehler" hinzu (Abb. 13), d. h. die Auslenkung, die einer bestimmten Ablenkspannung entspricht, ändert sich je nach Lage auf dem Schirm. In Abb. 13 nimmt die Auslenkung von links nach rechts ab. Die Ursache für diesen Fehler liegt an einer Rückwirkung der schirmnahen Platten auf die kathodennahen Platten, die durch die Asymmetrie der ersteren bedingt ist. Durch eine Symmetrierschaltung läßt sich diese Verzerrung vermeiden. Abb. 11 zeigt einen derartigen symmetrischen Plattenanschluß gegen Erde. Beide Platten sind durch zwei in Reihe geschaltete, gleich große Widerstände miteinander verbunden. Die Masseverbindung liegt zwischen den beiden Widerständen. Zwar weisen jetzt beide Platten eine Spannungsdifferenz gegen die Anode auf, doch ist diese nur halb so

groß wie bei asymmetrischer Schaltung nach Abb. 10. Die eingezeichneten Feldlinien zeigen deutlich den Unterschied beider Schaltungsarten. Wenn auch der Trapezfehler überwiegend von den schirmnahen Platten verursacht wird, so werden doch beide Ablenksysteme symmetrisch geschaltet. Außer durch zwei Ohmsche Widerstände kann die Symmetrierung durch einen Transformator mit Mittelanzapfung oder eine Gegentaktröhrenschaltung erreicht werden.

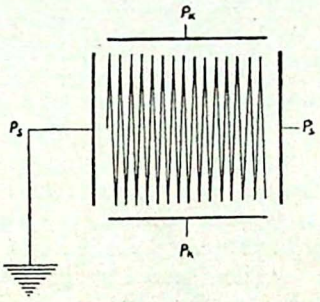

Abb. 13: Trapezförmige Verzeichnung des Rasters bei asymmetrischem Betrieb von Röhren, die nur für symmetrischen Betrieb vorgesehen sind
(Werkbild Telefunken)

Sind die Platten im Oszillographen symmetrisch geschaltet, so darf keine unsymmetrische Spannung an die Platten gelegt werden, da sonst einfach einer der beiden Widerstände überbrückt wird, wodurch wieder eine der beiden Platten direkt an Erde liegt, also das Ablenksystem unsymmetrisch geschaltet ist. Eine unsymmetrische Spannung liegt beispielsweise meistens beim Lichtwechselstrom vor, der 220 V gegen Erde aufweist. Es darf also keiner der beiden Pole der Meßspannung geerdet sein. Häufig ist dies jedoch nicht zu vermeiden, wie z. B. bei dem oben angeführten Lichtwechselstrom. Dann muß ein Symmetrierverstärker, der im einfachsten Falle aus einer

Abb. 14: Platten für asymmetrische Ablenkung

Gegentaktstufe besteht und einen unsymmetrischen Eingang aufweist, vorgeschaltet werden. Auch ein Transformator mit Mittelanzapfung ist für diesen Zweck zu gebrauchen, solange die Frequenzen niedrig sind (Tonfrequenzen). Bei hohen Frequenzen würde er die Kurvenform verzerren.

Um jedoch auch unsymmetrische Spannungen aufzeichnen zu können, ohne kostspielige Symmetriereinrichtungen verwenden zu müssen, wurden besondere Ablenksysteme entwickelt. Ein Beispiel hierfür zeigt die Abb. 14. Die Seiten der einen Ablenkplatte werden senkrecht zur Plattenebene abgewinkelt, wodurch sich ein bestimmtes elektrostatisches Feld einstellt, so daß die Unsymmetrie nicht zur Wirkung kommt. Häufig wird auch ein besonderer Plattenschnitt angewendet. Der Trapezfehler läßt sich durch diese Maßnahmen sehr stark verkleinern. Diese als „asymmetrische" Ablenkplatten bezeichneten Systeme lassen sich aber wiederum nicht für symmetrischen Betrieb benutzen. Später wird jedoch noch eine von Telefunken gefertigte Röhre beschrieben werden, die wahlweise beide Betriebsarten zuläßt.

Es wurde bisher noch kein Wort darüber verloren, was mit den Elektronen geschieht, sobald sie den Schirm erreicht haben. Diese bringen den Fluoreszenzschirm zum Aufleuchten, können jedoch wegen der geringen Leitfähigkeit desselben nur schlecht wieder abfließen. Es entsteht daher leicht eine statische Aufladung des Schirmes, die abstoßend auf die neu

ankommenden Elektronen wirkt, wodurch eine Strahlstreuung an den Stellen auftreten kann, an denen dieser etwas länger verharrt. Dies wären z. B. die Kuppen einer Sinuslinie, die dann stark verbreitert erscheinen würden. Als weiteren unangenehmen Effekt lösen die auf den Leuchtschirm aufprallenden Elektronen durch ihre Energieabgabe neue, sogenannte „Sekundärelektronen" aus. Sobald nun die Ablenkplatten ein positives Potential gegenüber dem negativ aufgeladenen Schirm aufweisen, fliegen diese zu den Platten. Dadurch fließt ein Strom, der das Meßobjekt unerwünscht belastet. Vermieden werden kann dies durch einen Graphitring im konischen Teil der Elektronenstrahlröhre, der häufig bis nahe an den Schirm reicht. Dieser Ring nimmt dann die aus dem Leuchtschirm austretenden Sekundärelektronen auf. Er kann sogar leitend mit dem Leuchtschirm und mit der Anode verbunden sein, wodurch jegliche statische Aufladung des Schirmes vermieden wird. Wird der Leuchtschirm angefaßt und verändert sich dabei die Kurvenform (bei geerdetem Oszillographen und damit auch geerdeter Anode!), so ist das ein Zeichen dafür, daß eine Verbindungsleitung des Graphitringes unterbrochen ist.

Die Schirmaufladung kann bei sehr niedriger Anodenspannung so groß werden, daß die neu ankommenden Elektronen derart stark abgebremst werden, daß sie nicht mehr den Schirm erreichen können. Es treten damit Dunkelstellen im Kurvenbild auf.

Die Nachbeschleunigung des Elektronenstrahles

Es wurde bereits erwähnt, daß zur Erreichung hoher Punktschärfe und großer Bildhelligkeit hohe Anodenspannungen erforderlich sind. Dem steht jedoch der Wunsch entgegen, bei gegebener Größe der Meßspannung eine möglichst große Auslenkung des Elektronenstrahles zu erreichen. Beide Forde-

rungen können weitgehend berücksichtigt werden durch die Einführung einer sogenannten Nachbeschleunigung. Hierbei wird der Elektronenstrahl nach dem Durchlaufen der Anode und der Ablenksysteme nochmals beschleunigt. Die Nachbeschleunigungsanode, die sich als Graphitring auf der Innenseite des konischen Teiles des Glaskolbens befindet, erhält eine noch höhere positive Spannung als die letzte Anode, sie weist also eine positive Spannung gegenüber der Anode auf. Die Nachbeschleunigungsspannung, die 5000 V und mehr betragen kann, wird im allgemeinen in einem besonderen, getrennten Zusatzgerät erzeugt und nur bei Bedarf, also bei sich sehr schnell ändernden Vorgängen, zugeschaltet. Bei einer Nachbeschleunigungsspannung von 4000 V sinkt die Strahlauslenkung bei gleichbleibender Meßspannung auf die Hälfte. Würde statt dessen aber die Anodenspannung von 1000 V auf 5000 V vergrößert, so würde die Auslenkung auf $^1/_5$ des ursprünglichen Betrages zurückgehen. Punktschärfe und Bildhelligkeit sind in beiden Fällen etwa gleich groß, da bei der Nachbeschleunigung 4000 V zwischen Anode und Nachbeschleunigungsanode, also bei einer Anodenspannung von 1000 V 5000 V zwischen Kathode und Nachbeschleunigungsanode liegen, entsprechend den 5000 V des zweiten Falles zwischen Kathode und Anode. Durch die Nachbeschleunigung wird also bei diesem Beispiel eine $2^1/_2$ mal so große Auslenkung erreicht wie durch einfache Anodenspannungserhöhung.

3. Ausführungen von Elektronenstrahlröhren

Entsprechend den unterschiedlichen Verwendungszwecken und der gewünschten Größe des Schirmbildes sind zahlreiche Typen von Elektronenstrahlröhren entwickelt worden. Abb. 15 zeigt einige Röhren unterschiedlicher Größe. Die kleinste, die DG 7–12 C, hat einen Schirmdurchmesser von 77 mm und die größte, die DGM 18–14, einen solchen von 185 mm.

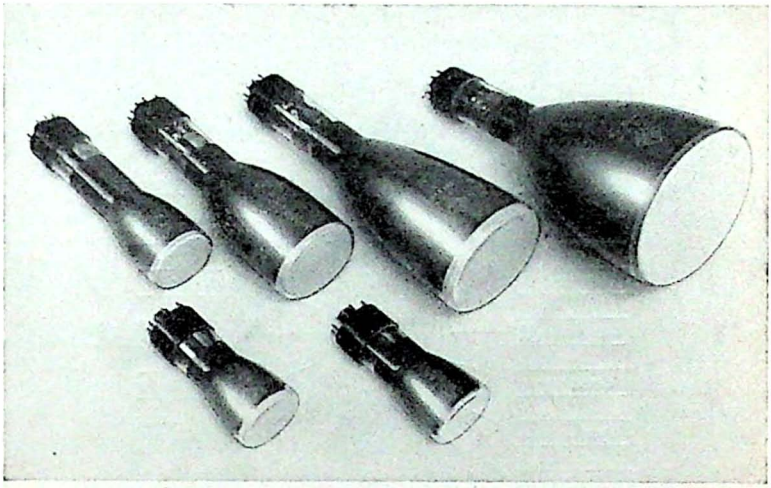

Abb. 15: Elektronenstrahlröhren verschiedener Größe (Werkbild Telefunken)

In Abb. 16 ist die kleine Einstrahlröhre DG 7—12 im Schnitt zu sehen. Sehr gut ist die Form der beiden Ablenksysteme zu erkennen. Die Elektroden wurden hier durchnumeriert und mit Gitter 1, 2 und 3 bezeichnet. Das Gitter 1 ist der Wehneltzylinder, Gitter 2 und 3 die elektrostatische Linse. Der Anodenbelag ist der bereits beschriebene Graphitring zur Verhinderung des Sekundärelektronenstromes über die Ablenkplatten.

Die in Abb. 17 im Schnitt dargestellte größere Elektronenstrahlröhre DG 13—14 besitzt außer dem Graphitring zur Vermeidung des Sekundärelektronenstromes noch einen weiteren als Nachbeschleunigungsanode. Der Anschlußpol für diese Elektrode ist nicht den weiten Weg an den Sockel heruntergeführt, sondern liegt direkt am Glaskolben, was wegen der hohen Spannung wesentlich günstiger ist.

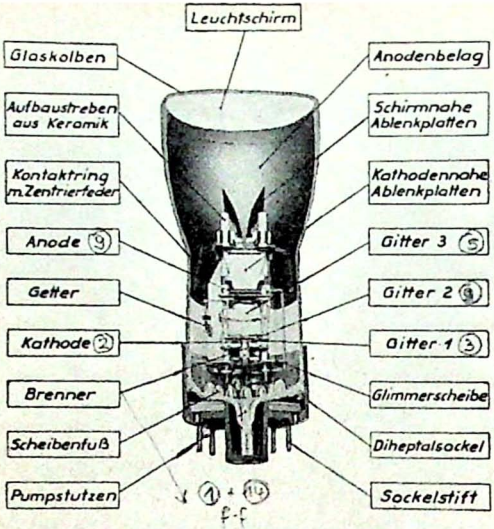

Abb. 16: Schnitt durch die kleine Einstrahlröhre DG7–12 (Werkb. Telefunken)

In dem Kapitel über die elektrostatische Ablenkung des Elektronenstrahles wurde nachgewiesen, daß die Ablenksysteme je nach Ausführung nur für symmetrischen o d e r unsymmetrischen Betrieb geeignet sind. Neuerdings ist jedoch auch eine Röhre geschaffen worden, deren Ablenksysteme wahlweise symmetrischen und asymmetrischen Betrieb zulassen. Dies ist der Fall bei der kleinen Röhre DG7–12 C. Die Form ihrer Ablenkplatten zeigt die Abb. 18 links. Rechts daneben ist die Vorläufertype DG7–12 mit den alten Platten

zu sehen. In Abb. 19 sind die Platten nochmals einzeln abgebildet, rechts die alte Platte, links zwei neue Platten. Die Symmetrie der Felder bei beiden Betriebsarten geht aus der Abb. 20 hervor.

Bisher wurden stets nur Einstrahl-Elektronenröhren behandelt, d. h. Röhren, bei denen lediglich ein Elektronenstrahl einen Kurvenzug schreibt. Sollen mehrere Kurvenzüge gleichzeitig abgebildet werden, so läßt sich eine entsprechende Anzahl von Elektronenstrahlröhren in einem Gehäuse neben- oder übereinander anordnen. Früher wurde das auch tatsächlich so gemacht. Es liegt jedoch nahe, für diesen Zweck zwei gleichartige Systeme in einem Glaskolben zu vereinigen. Solche Röhren werden als Zweistrahlröhren bezeichnet. Abb. 21 zeigt das Schema einer derartigen Röhre und Abb. 22 den Aufbau der Zweistrahlröhre DBM 13—34. Dies ist eine Röhre für höchste Schreibgeschwindigkeiten. Sie besitzt hierzu eine Nach-

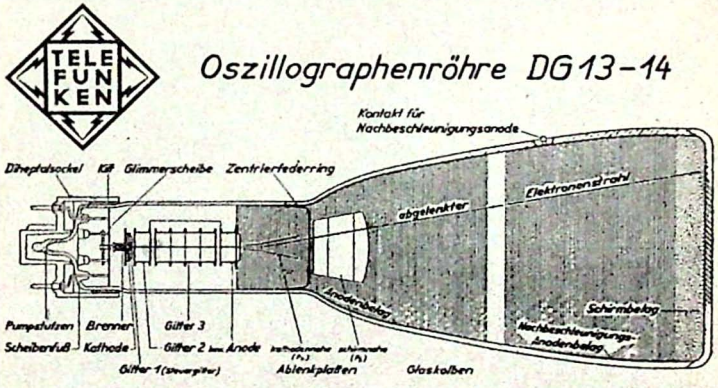

Abb. 17: Schnitt durch die Elektronenstrahlröhre DG13—14 (Werkb. Telefunken)

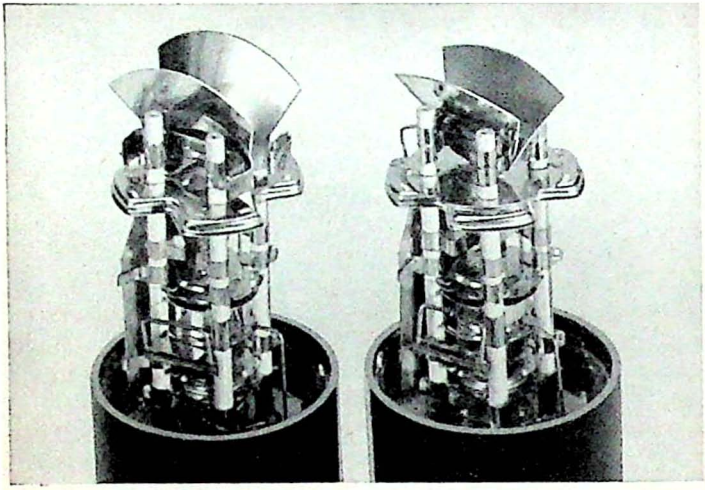

Abb. 18: Links neue Platten für wahlweise symmetrischen oder unsymmetrischen Betrieb (DG7–12C), rechts alte Plattenform. (Werkbild Telefunken)

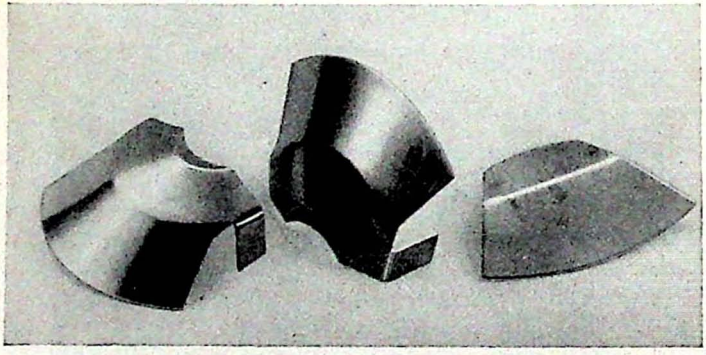

Abb. 19: Links zwei einzelne Platten für symmetrischen oder asymmetrischen Betrieb. Rechts eine alte Platte (Werkbild Telefunken)

beschleunigungsanode, die mit Spannungen bis zu maximal 11 000 V gegen die Anode betrieben werden kann. Die Anode darf ihrerseits gegen die Kathode eine Spannung von ebenfalls 11 000 V erhalten. Es dürfen also insgesamt maximal 22 000 V zur Beschleunigung des Elektronenstrahles an die Elektroden angelegt werden. Hierdurch erreichen die Elektronen eine sehr hohe Geschwindigkeit, wodurch eine ausreichende Bildhelligkeit auch bei höchsten Schreibgeschwindigkeiten ermöglicht wird. Abb. 23 zeigt eine weitere Zweistrahlröhre.

Im Gegensatz zur Erzeugung von zwei Strahlen mittels zweier voneinander völlig unabhängig arbeitender Systeme,

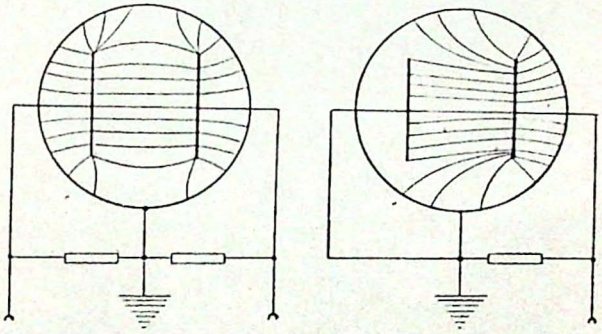

Abb. 20: Feldlinienverlauf an den schirmnahen Platten bei symmetrischem (links) und asymmetrischem (rechts) Betrieb (Werkbild Telefunken)

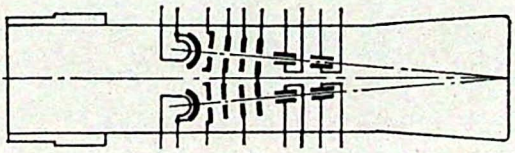

Abb. 21: Schematischer Aufbau einer Zweistrahlröhre (Werkbild Telefunken)

die sich lediglich in ein und demselben Glaskolben befinden, arbeitet eine Vierstrahlröhre von Siemens & Halske, die DBM 13–51, nach dem Prinzip der Strahlaufteilung. Es wird hierbei nur ein Strahl erzeugt. Dieser strebt vom Schnittpunkt vor der Kathode kegelförmig auseinander. Bei der Einstrahlröhre wird dieser durch eine „sphärische" elektrostatische Linse gebündelt und läuft dadurch in einem Punkt, dem Brennpunkt, zusammen. Wird jedoch an Stelle dieser Linse eine

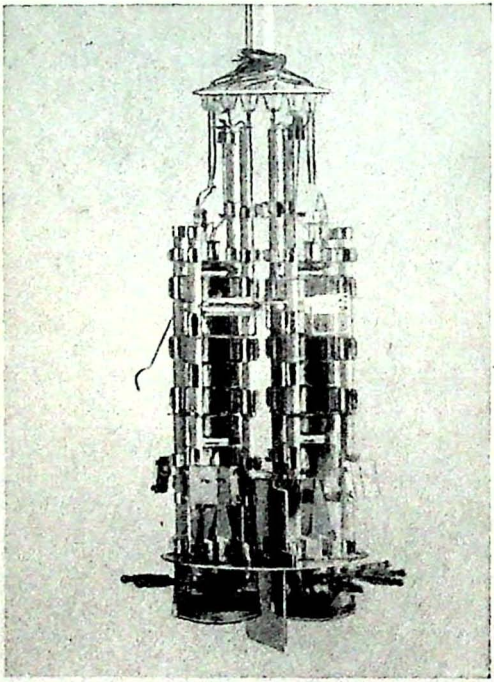

Abb. 22: Die beiden Systeme der Zweistrahlröhre DBM 13–34
(Werkbild Telefunken)

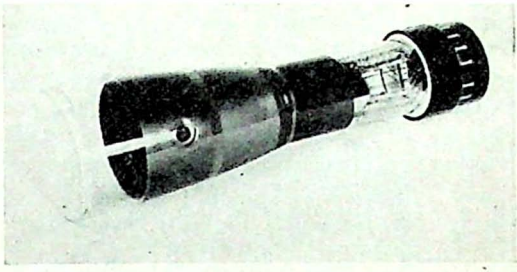

Abb. 23: Eine andere Zweistrahlröhre (Werkbild Siemens)

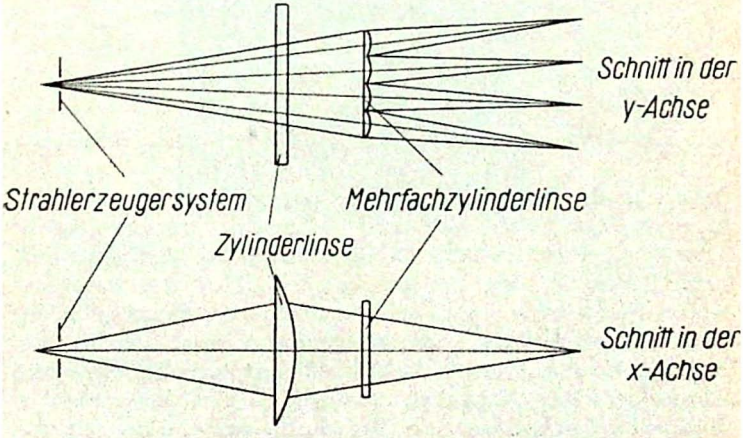

Abb. 24: Strahlengang einer Vierstrahlröhre mit Strahlaufteilung (Werkbild Siemens)

„zylindrische" elektrostatische Linse verwendet, so wird der Strahl derart beeinflußt, daß er in der einen Ebene zusammenläuft, in der dazu senkrechten jedoch geradlinig weiterläuft. An Stelle des Brennpunktes entsteht dadurch ein Brenn„strich". Wird nun hinter die erste zylindrische Linse eine Zahl weiterer elektrostatischer Zylinderlinsen gesetzt (in Abb. 24 vier an der Zahl), deren elektronenoptische Achsen senkrecht zur ersten Linse liegen, so tritt auch noch eine Bün-

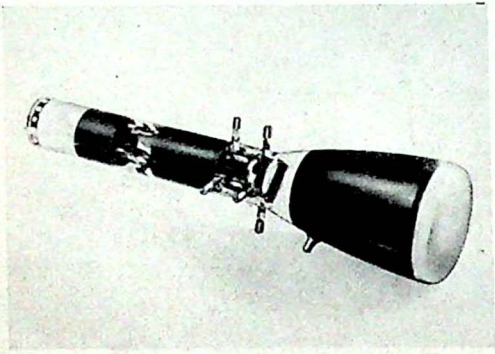

Abb. 25: Eine Vierstrahlröhre **(Werkbild Siemens)**

delung in der bis zu dieser Stelle unbeeinflußten Strahlrichtung ein. Der Strahlstrich wird dadurch in mehrere Strahlpunkte aufgelöst (in Abb. 24 vier Stück). Die Helligkeit der Leuchtflecken ist dabei die gleiche wie bei den oben beschriebenen Mehrstrahlröhren, die aus mehreren Einzelsystemen aufgebaut sind. Dies muß ausdrücklich betont werden, da doch zu erwarten ist, daß die Bildhelligkeit erheblich absinken würde, bei einer Vierteilung etwa auf 1/4. Erreicht wurde die hohe Helligkeit in diesem Falle dadurch, daß Elektronen ausgenutzt wurden, die in den Einstrahlröhren in der Blende vernichtet werden. Die Zeitablenkung ist für alle vier Systeme

gleich, sie sind damit zwangsläufig miteinander synchronisiert. Die Anschlüsse an die Meßplatten sind einzeln am Glaskolben herausgeführt (Abb. 25). Die Auslenkung durch die Meßspannung darf nicht mehr als ±20 mm aus der Null-Lage nach oben und nach unten erfolgen. Das entspricht einer maxi-

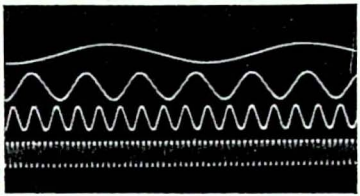

Abb. 26: Verschiedene Sinusspannungen mit dem Oszillar IV und Registrierkamera aufgenommen (Werkbild Siemens)

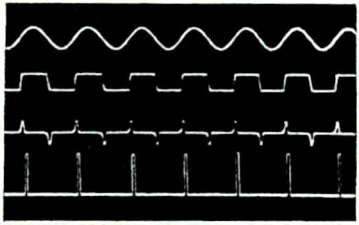

Abb. 27: Gewinnung eines Impulses aus einer Sinusspannung in vier Phasen mit dem Oszillar IV dargestellt (Werkbild Siemens)

malen Ablenkspannung von 100 V_{eff} (V_{eff} = Volt effektiv). Die Anodenspannung beträgt 1900 V, die Nachbeschleunigungsspannung 3800 V gegen die Kathode. Die Kapazität zwischen den Meßplatten ist mit 0,1 pF außergewöhnlich niedrig. Dies ist bei sehr hohen Frequenzen der Meßspannung von erheblichem Vorteil, da mit steigender Kapazität eine zu-

nehmende, unerwünschte Belastung des Meßobjektes eintritt. Zwei Kurvenbilder, auch „Oszillogramme" genannt, die mit dieser Vierstrahlröhre aufgenommen wurden, zeigen die Abbildungen 26 und 27.

Auf dem weitgehend luftleer gepumpten Glaskolben der Elektronenstrahlröhren lastet von außen der Luftdruck. Dieser würde bei einer völlig luftleeren Röhre 1 kg/cm² der Kolbenoberfläche erreichen. Das Glas ist also erheblichen Beanspruchungen ausgesetzt. Deshalb müssen bei der Formgebung der Kolben Ecken und sogar starke Krümmungen vermieden werden. Aus demselben Grunde wird auch der Schirm leicht gewölbt ausgebildet. Da hierdurch der Strahl nun aber den Kurvenzug nicht mehr auf einer ebenen Fläche schreibt, müssen Verzerrungen der Kurvenform auftreten, die insbesondere bei fotographischen Aufnahmen unangenehm sind. Deswegen werden teilweise bei neuen Röhren Planschirme aufgeschmolzen. Den Unterschied in der Form für eine Röhre mit einem Durchmesser von 130 mm, die DG13–14, zeigt die Abb. 28.

Bei größeren Schirmdurchmessern ist die Beanspruchung des Glases entsprechend höher, daher müssen recht dicke Planschirme verwendet werden. Jedoch ergeben diese eine „Parallaxe" (= Ablesefehler, wenn nicht genau senkrecht, sondern etwas schräg auf den Schirm gesehen wird). Deshalb wird bei Röhren mit Schirmen von 160 mm und 180 mm Durchmesser eine Frontplatte mit sehr großem Krümmungsradius

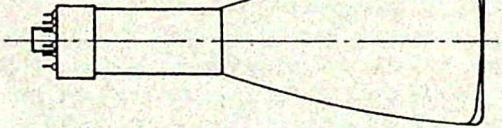

Abb. 28: Planschirm und gewölbter Schirm

(= 600 mm), die dünner gehalten werden kann, als Kompromißlösung aufgeschmolzen.

4. Der Einbau von Elektronenstrahlröhren

Wegen der durch den Luftdruck bedingten hohen Beanspruchung des Glaskolbens soll dieser durch den Einbau nicht zusätzlich belastet werden. Je größer die einzubauende Röhre ist, um so mehr Beachtung muß diesem Gesichtspunkt geschenkt werden.

Als wesentlicher Vorteil der Elektronenstrahlröhre wurde die leichte Beeinflußbarkeit des Elektronenstrahles durch elektrostatische und magnetische Felder behandelt. Zur Messung werden diese in der Röhre willkürlich hervorgerufen. Jedoch tritt auch eine Beeinflussung, also z. B. Ablenkung des Strahles durch äußere elektrostatische und besonders magnetische Felder, wie sie von Netztransformatoren oder von der Erde ausgehen, auf. Da dies unerwünscht ist, weil es die Meßergebnisse verfälschen kann, muß die Röhre gegen diese Störfelder abgeschirmt werden. Das kann im einfachsten Fall durch einen Eisenzylinder, dessen Wanddicke jedoch mindestens 5 mm betragen muß, in den die Röhre eingeschoben wird, erfolgen. Im allgemeinen werden jedoch extra für diesen Zweck der Form der Röhre angepaßte Abschirmzylinder aus Mu-Metall von 0,3 mm Wanddicke verwendet (Abb. 29). Mu-Metall, eigentlich Mμ-Metall (in dieser Form jedoch nicht gebräuchlich), ist eine von der Firma Häreus geprägte Bezeichnung für eine von ihr hergestellte Legierung mit besonderen magnetischen Eigenschaften. Diese Legierung besteht aus ungefähr 75 % Nickel, 22 % Eisen, etwas Aluminium und weiteren kleineren Metallzusätzen. Der Abschirmzylinder selbst darf nicht magnetisch sein. Wandert der Leuchtfleck der angeschlossenen Röhre, wenn der Zylinder um diese gedreht wird, so ist er magnetisch und muß entmagnetisiert werden.

Damit beim Einbau der Elektronenstrahlröhre keine Glasspannungen auftreten können, die zur Zerstörung der Röhre führen könnten, ist es ratsam, die Röhre elastisch zu haltern. Abb. 30 zeigt hierfür zwei von Telefunken vorgeschlagene Einbaumöglichkeiten. Sie mögen zwar etwas kompliziert erscheinen, erfüllen jedoch dafür auch alle zu stellenden Forderungen. Die Fassung selbst sollte zur Halterung nicht benutzt werden, da auch von hier aus über den Röhrensockel Span-

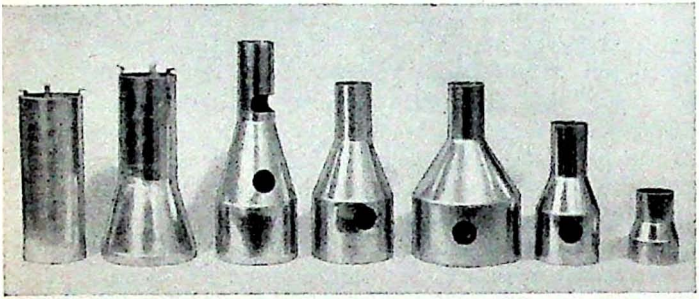

Abb. 29: Verschiedene Abschirmzylinder aus Mu-Metall (Werkbild Telefunken)

nungen auf das Glas übertragen werden könnten. Es ist besser, wenn sie freischwebend auf die Röhre aufgesteckt wird. Damit auch die Zuleitungen keine Zugbeanspruchungen ausüben können, müssen diese eine genügende Länge aufweisen, beweglich sein und an der Rückwand befestigt werden. Als zusätzlicher Vorteil ergibt sich bei dieser Ausführung, daß die Röhre ohne weiteres ein wenig gedreht werden kann. Hierdurch läßt sich erreichen, daß die Zeitlinie tatsächlich waagerecht geschrieben wird. Die Federn sollen nur gerade so stark sein, wie es für einen festen Sitz nötig ist, da sonst durch den Druck doch wieder vermeidbare Beanspruchungen des Glaskolbens auftreten würden.

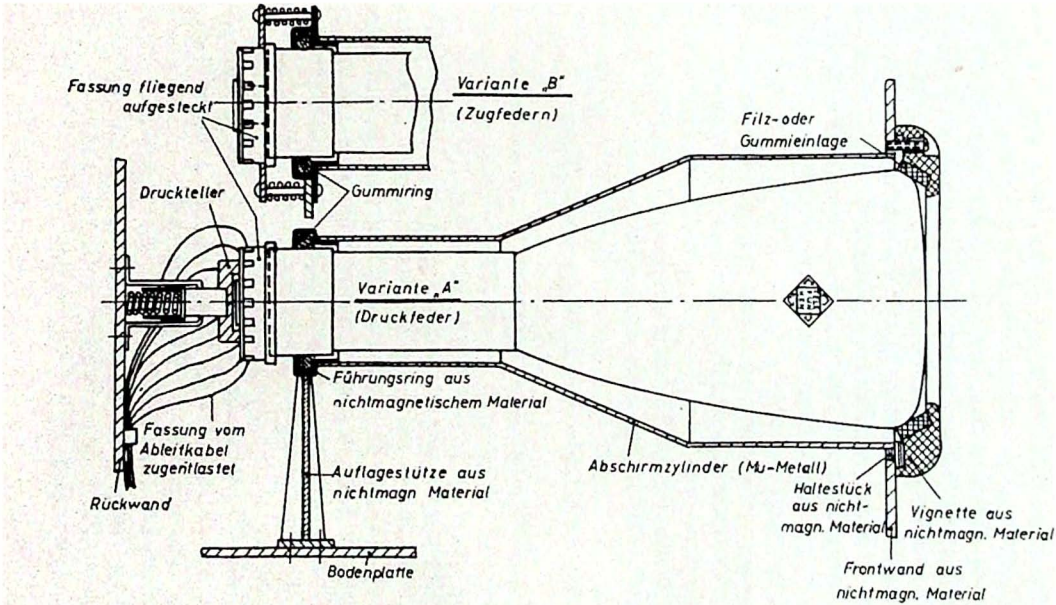

Abb. 30: Die Halterung einer Elektronenstrahlröhre (Werkbild Telefunken)

Auch der Mu-Metall-Abschirmzylinder sollte beim Einbau nicht mechanisch beansprucht werden, weil sich hierdurch seine magnetischen Eigenschaften ändern können, was eine Verminderung der Abschirmfähigkeit zur Folge haben würde.

Zwar kann die Röhre grundsätzlich in jeder Lage eingebaut werden. Bei Geräten, die starken Erschütterungen ausgesetzt sind, sollte jedoch der Schirm nicht senkrecht nach oben zeigen. Es könnten sonst Teilchen, die sich von der Schirmschicht lösen, auf die Kathode fallen, wodurch die Lebensdauer der Röhre verkürzt würde.

Die Temperatur in der Umgebung der Röhre, besonders in der Nähe des Sockels, soll nicht mehr als 60° C betragen, da andernfalls durch die Erwärmung Glasschäden auftreten können. Gegebenenfalls ist für eine ausreichende Belüftung des Gerätes durch Kühllöcher oder -schlitze zu sorgen.

5. Der Betrieb von Elektronenstrahlröhren

Die Datenblätter für Elektronenstrahlröhren enthalten Betriebswerte und Grenzwerte. Die letzteren dürfen, wie es der Name schon sagt, nicht überschritten werden.

Die Heizspannung darf von dem angegebenen Wert höchstens um 7 % abweichen. Sowohl Über- als auch Unterspannung ist schädlich für die Röhre und führt zumindest zu einer Verkürzung der Lebensdauer. Eine Reihenheizung ist zu vermeiden. Soweit sie jedoch ausdrücklich angegeben ist, vermindert sich die höchstzulässige Abweichung vom Sollwert. Sollte beim Einschalten die Spannung diesen Wert überschreiten, so sind Heißleiter (Widerstände mit negativem Temperaturkoeffizienten) vorzuschalten. Häufig wird auch die höchstzulässige Spannung beim Einschalten in den Datenblättern angegeben. Diese beträgt z. B. bei der DG10–54 9,5 V bei einer Sollheizspannung von 6,3 V. Hier liegt also die zulässige Heizspannung im Einschaltaugenblick um 50 % höher als die normale Heizspannung.

Die Kathode sollte, wenn irgend möglich, mit einem Pol der Heizung verbunden werden. Ist dies nicht möglich, so ist der Grenzwert der Spannungsdifferenz zwischen Faden und Kathode zu beachten. Die Grenzwerte für die Gitterableitwiderstände und die äußeren Widerstände zwischen jeder Ablenkplatte und der Anode sollten nicht überschritten werden, da sonst leicht Instabilitäten des Leuchtfleckes auftreten können (so kann z. B. der Leuchtfleck am Leuchtschirmrand verschwinden, um erst nach geraumer Zeit wieder auf dem Bildschirm aufzutauchen). Die Gittervorspannung darf nicht positiver gemacht werden als unter dem Grenzwert angegeben, damit kein Gitterstrom fließt, wodurch sonst das Gitter zerstört werden könnte.

Sämtliche Elektroden müssen über Widerstände (Ohmsche Widerstände) mit der Kathode verbunden sein. Durch die Verwendung von Spannungsteilerschaltungen, die die einzelnen Elektroden mit den erforderlichen Spannungen versorgen, ist dies stets zu erreichen.

Im Betrieb darf der Leuchtfleck nie längere Zeit auf einem Punkt des Schirmes stehenbleiben, da er sonst „einbrennen" kann, d. h. durch den ständigen Aufprall der Elektronen auf dieselbe Stelle des Schirmes wird hier die Fluoreszenzschicht zerstört. Sie vermag dann bei neuerlichem Auftreffen von Elektronen nicht mehr aufzuleuchten. Ist ein ruhender Leuchtfleck gelegentlich nicht zu vermeiden, so sollten geringstmögliche Bildschärfe und -helligkeit eingestellt werden.

6. Die magnetische Beeinflussung des Elektronenstrahles

Elektronenstrahlröhren mit magnetischer Linse und magnetischer Strahlablenkung werden für meßtechnische Zwecke kaum verwendet. Grundsätzlich ist jedoch auch diese Kombination möglich. So läßt sich z. B. in eine Röhre mit elektrostatischer Ablenkung ohne weiteres nachträglich eine zusätz-

liche magnetische Ablenkung einbauen. Wegen dieser Möglichkeit und der Vollständigkeit halber seien auch solche Röhren kurz behandelt.

Ein grundsätzlicher Nachteil haftet der elektrostatischen Röhre an. Wird nämlich die Bildhelligkeit geregelt oder gar gesteuert, so verschiebt sich der erste Strahlkreuzungspunkt vor der Kathode ein wenig vor und zurück, je nach der am Wehneltzylinder gerade anliegenden Spannung. Das erzwingt eine gleichzeitige Nachregelung der Schärfe des Leuchtfleckes, da diese ja auch abhängig ist von der Lage des ersten Brennpunktes. Durch verwickeltere Systeme, die den Tetroden und Penthoden bei den Elektronenröhren entsprechen, läßt sich dieser Fehler vermeiden. Einfacher ist es jedoch, eine magnetische Strahlkonzentration, die diesen Mangel nicht aufweist, zu verwenden. Deshalb besitzen auch Fernseh-Elektronenstrahlröhren, die ja mit ausgesprochener Helligkeitssteuerung arbeiten, eine magnetische Strahlkonzentration.

Die magnetische Linse

Im magnetischen Feld liegen ähnliche Verhältnisse vor wie im elektrostatischen. Auch hier lassen sich Feldlinien zeichnen wie dort. Die Strahlbeeinflussung im elektrostatischen Feld kam zustande durch die negative Ladung der Elektronen. Im magnetischen Feld kommt als weitere Bedingung hinzu, daß diese Elektronen sich bewegen müssen, was beim Elektronenstrahl, der ja aus fliegenden Elektronen gebildet wird, stets der Fall ist. Abb. 31 zeigt eine magnetische Linse im Schnitt, die aus einer Spule besteht, die über den Röhrenhals der Elektronenstrahlröhre geschoben wird. An der Innenseite der Spule sind einige magnetische Feldlinien gezeichnet. Diese wurden außerhalb der Spule abgebrochen. Tatsächlich laufen sie um die ganze Spule herum und schließen sich wieder. Die von der in der Abb. 31 rechts liegenden Kathode abfliegenden

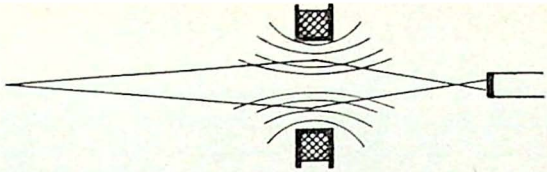

Abb. 31: Die magnetische Linse

Elektronen, die gerade durch die Mittelachse der Spule hindurchgehen, werden nicht beeinflußt. Sobald sie jedoch von dieser Mittellinie abweichen, wirkt auf Grund des inhomogenen magnetischen Feldes eine Kraft auf sie, die sie derart ablenkt, daß sie sich in einem Brennpunkt hinter der Linse wieder sammeln. Diese Kraft verursacht jedoch nicht nur eine geradlinige Ablenkung, sondern die Elektronen beschreiben außerdem eine kreisförmige Bahn. Da aber andererseits auf Grund des elektrostatischen Feldes zwischen Kathode und Anode auch noch eine Kraft auf sie einwirkt, die sie mit zunehmender Geschwindigkeit zur Anode hin zieht, setzen sich beide Bewegungen zusammen und das Elektron beschreibt eine schraubenförmige Bahn; in Abb. 31 ist nur die Mittellinie dieser Schraubenkurve eingetragen.

Ein wesentlicher Vorteil der magnetischen Konzentrierung des Strahles ist darin zu sehen, daß die Linse weiterverwendet werden kann, wenn die Röhre verbraucht ist. Während jedoch die elektrostatische Strahlkonzentration leistungslos erfolgt, muß hier eine Leistung aufgebracht werden. Wird die Magnetspule dicht an den Hals der Röhre gebracht, so werden etwa 500 Amperewindungen zur Konzentrierung benötigt. Amperewindungen ist Stromstärke in Ampere mal Windungen; es werden also 500 Amperewindungen durch 1 A, die durch 500 Windungen fließen, genau so gut erreicht, wie durch 5 A, die durch eine Spule mit 100 Windungen gehen oder durch 0,1 A durch 5000 Windungen.

Als Vorteil für das magnetische Ablenksystem kann vermerkt werden, daß bei einer Auswechselung der Röhre das Ablenksystem weiterverwendet werden kann wie bei der magnetischen Strahlkonzentrierung. Dadurch wird der Betrieb mit magnetischen Elektronenstrahlröhren billiger als mit elektrostatischen. Bei großen Bildröhren müssen hohe Anodenspannungen verwendet werden, damit eine ausreichende Bildhelligkeit erreicht wird. Dadurch sinkt jedoch die Ablenkempfindlichkeit sehr stark ab, und es werden zur Aussteuerung des Bildschirmes große Ablenkspannungen nötig. Aus diesem Grund wird in der Fernsehtechnik die magnetische Ablenkung vorgezogen. Bei dieser Art der Ablenkung besteht außerdem völlige Freiheit in der Wahl des geerdeten Punktes, es muß also nicht mehr unbedingt die Anode geerdet werden, sondern genau so gut kann dies an der Kathode erfolgen. Wesentlich ist weiterhin, daß die Ablenksysteme jederzeit von außen nachjustiert werden können. Schließlich sind hier bedeutend größere Ablenkwinkel möglich als bei elektrostatischer Ablenkung, wodurch sich eine kurze Baulänge der Röhre erreichen läßt. Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen elektrostatischer und magnetischer Ablenkung ist darin zu sehen, daß bei der ersteren eine leistungslose Steuerung möglich ist, die Ablenkung ist nur von der Spannung abhängig; steigt die Ablenkspannung auf den doppelten Wert, so verdoppelt sich auch der Ausschlag. Bei der magnetischen Ablenkung muß dagegen eine Leistung aufgebracht werden, was vielfach nachteilig ist; wird hier der Strom verdoppelt, so wird auch der Ausschlag doppelt so groß. Diese Stromabhängigkeit ist jedoch auch für viele Messungen, die mit dem Strom zusammenhängen, wie z. B. magnetische Untersuchungen, vorteilhaft.

Das Prinzip einer magnetischen Ablenkung zeigt die Abb. 32. Ober- und unterhalb der Röhre dicht am Röhrenhals befindet

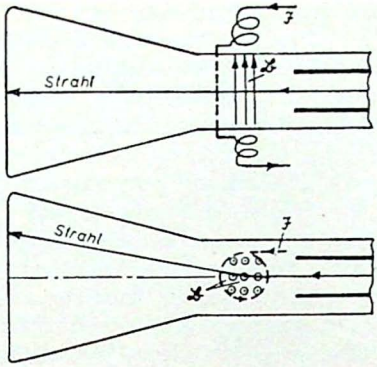

Abb. 32: Die magnetische Ablenkung

sich je eine Spulenhälfte, die beide vom Strom J gleichsinnig durchflossen werden. Zwischen beiden Spulenhälften bildet sich ein homogenes Feld mit der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{B}$ aus. Die Feldstärke ist der Stromstärke direkt proportional (d. h. doppelte Stromstärke ergibt doppelte Feldstärke, 1/4 Stromstärke 1/4 Feldstärke). Die untere Hälfte der Abb. 32 zeigt die Ansicht senkrecht auf die Röhre, wenn die obere die Seitenansicht darstellt. Die Feldlinien erscheinen hier als kleine Punkte, d. h. die Pfeilspitzen kommen senkrecht aus der Bildebene heraus. Die Feldlinien liegen innerhalb der kreisrunden Windungen, die vom Strom J durchflossen werden. Genau so wie bei der elektrostatischen Auslenkung lassen sich auch hier Gleichungen für die Größe der Auslenkung aufstellen. Die einwirkende Kraft ist, wie bereits bei der magnetischen Linse beschrieben, eine Zentrifugalkraft, die das Elektron in eine kreisförmige Bahn treibt.

Als wichtiges Ergebnis dieser Ableitung zeigt sich, daß die durch das magnetsche System erfolgende Auslenkung der magnetischen Feldstärke proportional ist. Diese wiederum ist

der Stromstärke proportional. Also ist damit die Auslenkung proportional der Stromstärke. Wäre diese Bedingung nicht erfüllt, so wäre die magnetische Ablenkung unbrauchbar, da das heißen würde, daß der Kurvenzug verzerrt wird. Für die elektrostatische Ablenkung ergab sich dieselbe Proportionalität zwischen Spannung, elektrischer Feldstärke und Auslenkung. Weiterhin ist die Auslenkung proportional dem wirksamen Durchmesser des Feldes (entsprechend der Plattenlänge im elektrostatischen Feld) und wie beim elektrostatischen Feld umgekehrt proportional der Geschwindigkeit des Elektrons, also auch der Anodenspannung. Damit gilt hier: Verdoppelung der Anodenspannung hat eine Halbierung des Ausschlages bei gleicher Größe des Ablenkstromes zur Folge. Weiterhin wird wie bei der elektrostatischen Ablenkung der Ausschlag mit wachsender Entfernung des Ablenksystemes vom Bildschirm größer.

Zu bemerken ist, daß hier die Auslenkung nicht in Richtung der Spulenachse erfolgt, sondern senkrecht dazu. Dagegen wird bei der elektrostatischen Auslenkung der Strahl in Richtung der Feldlinien abgelenkt. Aus der Abb. 33 ist die Ablenkrichtung zu entnehmen. Fließt der Strom J in der angegebenen Richtung durch die Spulenwindungen, so ist die magnetische Induktion senkrecht nach oben gerichtet. Die Elektronen mögen von rechts hinten nach links vorne fliegen. Dann geht die Ablenkrichtung senkrecht zur Induktion und senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen von rechts vorne

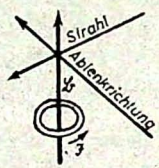

Abb. 33: Die Ablenkrichtung im magnetischen Feld

nach links hinten. Die Ablenkrichtung geht dagegen von links hinten nach rechts vorne, wenn e i n e der beiden andern Größen in ihrer Richtung umgekehrt werden. Werden die Richtungen der beiden andern Größen g l e i c h z e i t i g umgekehrt, so bleibt die im Bild eingetragene Ablenkrichtung erhalten.

Während die elektrostatischen Ablenksysteme in der Röhre hintereinander liegen müssen, braucht dies bei magnetischen Systemen nicht der Fall zu sein. Es lassen sich auch Röhren mit elektrostatischer Ablenkung ohne weiteres durch zusätzliche Spulen auch auf magnetische Ablenkung erweitern, wobei wahlweise nach dem einen oder nach dem andern Verfahren oder auch gemischt abgelenkt werden kann. Bei der Selbstanfertigung solcher Ablenkspulen ist es nicht ratsam, kreisförmige Spulenwindungen auszuführen, wie in dem Prinzipbild Abb. 32 angegeben. Besser ist es, die Spulenwindungen rechteckig zu machen. Das beste wäre eine elliptische Spulenform, die in der Mitte abgeknickt ist, damit die Spule dichter am Röhrenhals anliegt. Die Fleckverzerrungen, die stark von der Spulenform abhängig sind, sind bei den letzten beiden Spulenarten kleiner als bei der ersten. Derartige selbstgewickelte Spulen können einfach mit Leukoplast, Isolierband oder Tesafilm am Röhrenhals befestigt werden.

II. Die Stromversorgung der Elektronenstrahlröhre

1. Die zum Betrieb der Röhre erforderlichen Spannungen

Zum Betrieb der Elektronenstrahlröhre werden eine Reihe verschiedener Spannungen benötigt. Der Einfluß dieser Spannungen auf die Funktionen innerhalb der Röhre wurde bereits

in den entsprechenden Abschnitten über die Elektronenstrahlröhre behandelt. Sie seien hier noch einmal zusammengefaßt.

Damit die Kathode Elektronen abgeben kann, muß sie geheizt werden. Diese Heizspannung hat einen festen Wert von 4, 6,3 oder 12,6 V. Die Isolation der Heizwicklung des Transformators muß für die volle Anodenspannung ausgelegt sein, da die Anode geerdet wird und damit der Heizfaden, der leitend mit der Kathode verbunden wird, diese Spannung als negativen Wert gegen die Erde führt.

Die Gittervorspannung, die dem Wehneltzylinder zugeführt wird, dient der Vorkonzentrierung des Elektronenstrahls und der Regelung der Bildhelligkeit (siehe Abb. 34). Mit der regel-

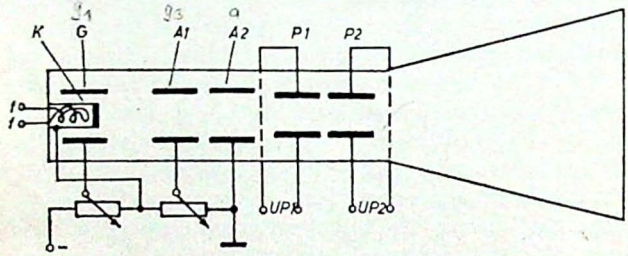

Abb. 34: Die zum Betrieb einer Elektronenstrahlröhre erforderlichen Spannungen

baren Spannung für die elektrostatische Linse wird die Strahlkonzentrierung beeinflußt; die Bildschärfe läßt sich also hiermit einstellen. Die Anodenspannung erzeugt ein elektrostatisches Feld zwischen Kathode und Anode, wodurch die Elektronen mit zunehmender Geschwindigkeit von der Kathode fort zur Anode und zu einem Teil weiter zum Schirm fliegen. Wird von einer eventuellen Nachbeschleunigungsspannung abgesehen, so ist die Anodenspannung die höchste zum Betrieb der Röhre erforderliche Spannung. Bei kleinen Röhren beträgt sie häufig nur 500 bis 800 V, bei größeren jedoch 1000 bis 2000 V. Die Anodenspannung liegt zwischen Kathode

und Anode. Da die Gittervorspannung negativ gegenüber der Kathode ist, muß die vom Netzgerät erzeugte gesamte Spannungshöhe gleich der Anodenspannung plus der Gittervorspannung sein. Sie ist also etwas größer als die Anodenspannung. Alle diese Spannungen werden, abgesehen von der Heizspannung, an einem Spannungsteiler aus festen und für die regelbaren Spannungen veränderlichen Widerständen von der Gesamtspannung abgegriffen. Das Netzgerät muß eine hohe Spannung liefern, die benötigte Stromstärke dagegen ist sehr gering. Der gesamte Stromverbrauch der Elektronenstrahlröhre beträgt nur bis zu 0,5 mA (ausschließlich der Heizung). Es brauchen also keine hohen Leistungen vom Netzgerät aufgebracht zu werden.

2. Die Erzeugung hoher Gleichspannungen

Grundsätzlich läßt sich ein Stromversorgungsgerät für eine Elektronenstrahlröhre genau so aufbauen, wie es bei Rundfunkgeräten üblich ist. Jedoch ist hier die zu erzeugende Gleichspannung im allgemeinen wesentlich höher, die Stromstärke aber ganz beträchtlich niedriger. Abb. 35 zeigt die Schaltung eines Netzgerätes, wie es auch in der Rundfunktechnik verwendet wird. Der Transformator spannt die Netzwechselspannung herauf, der Gleichrichter formiert sie in pulsierenden Gleichstrom um, der von der Siebkette, die aus Lade- und Siebkondensator und Siebwiderstand besteht, geglättet wird. Der Gleichrichter, der in diesem Schaltbild als Trockengleichrichter angegeben ist, aber auch durch eine Gleichrichterröhre ersetzt werden kann, liegt im Gegensatz zu den Schaltungen der Rundfunktechnik in der Minusleitung, da der Pluspol der Gleichspannung geerdet wird. Wird beispielsweise ein gewöhnlicher Rundfunktransformator verwendet, der für Zweiweggleichrichtung mit 2×350 V ausgelegt ist, so liegen am Ausgang des Transformators 700 V Wechselspannung.

Diese werden gleichgerichtet und gelangen zum Ladekondensator und über den Siebwiderstand an den Siebkondensator. Wegen des niedrigen Stromverbrauchs der Röhre tritt im Siebwiderstand nur ein Spannungsverlust von etwa 30 bis 50 V auf. Die Spannung von 700 V, die am Transformator zur Verfügung steht, ist ein Effektivwert, d. h. da die Wechselspannung dauernd zwischen einem höchsten und einem niedrigsten Wert schwankt, ist dies der Wert, der dieselbe Wärmewirkung in elektrischen Geräten verursacht wie eine ebenso große Gleichspannung. Die Kondensatoren aber laden sich bis nahezu auf den Höchstwert der Spannung auf, da die Stromentnahme äußerst gering ist. Der Höchstwert ist um den Faktor $\sqrt{2}$

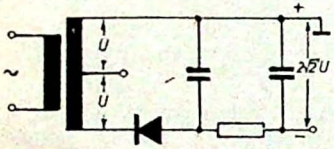

Abb. 35: Einweggleichrichtung

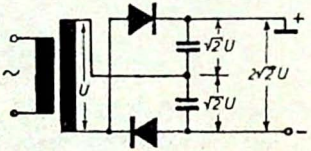

Abb. 36: Die Spannungsverdopplerschaltung

= 1,412 größer als der Effektivwert. Damit beträgt aber die Gleichspannung am Ausgang der Siebkette 1,412 mal 700 V abzüglich des Spannungsverlustes am Siebwiderstand von etwa 50 V. Es ergeben sich damit 940 V Gleichspannung. Dieser rechnerische Wert wird praktisch nicht ganz erreicht, da sich die Kondensatoren wegen der Entnahme eines wenn auch nur kleinen Stromes nicht auf den vollen Betrag des Höchstwertes der Spannung (auch „Scheitelwert" genannt) aufladen können.

Die Sperrspannung des Gleichrichters in dieser Schaltung muß gerade so groß sein wie der Scheitelwert der anliegenden Wechselspannung. Da dies jedoch bereits vom Hersteller bei der Angabe der höchsten zulässigen Spannung, die am Gleich-

richter anliegen darf, berücksichtigt wird, braucht nur noch der Effektivwert kleiner zu sein, als die vom Hersteller vorgeschriebene höchste Spannung. In diesem Beispiel muß also die Sperrspannung des Gleichrichters mindestens 700 V betragen. Da der den Gleichrichter durchfließende Strom nur etwa höchstens 2 bis 3 mA zu betragen braucht, sind diese Gleichrichter noch recht klein. Sie haben das Aussehen eines kleinen dünnen Bleistiftes und werden deshalb auch häufig „Bleistifte" oder Stabgleichrichter genannt. Stehen nur Gleichrichter mit geringerer Sperrspannung, etwa aus der Rundfunktechnik, zur Verfügung, so können auch mehrere in Reihe geschaltet werden; es ergeben z. B. drei Trockengleichrichter mit je 350 V Sperrspannung in Reihe geschaltet eine Sperrspannung von 3 mal 350 V=1050 V.

Die Betriebsspannung des Ladekondensators und des Siebkondensators muß mindestens gleich dem Scheitelwert der Wechselspannung sein. In diesem Beispiel wären das 990 V. Derartige Kondensatoren sind schon recht teuer. Billiger ist eine Reihenschaltung von Kondensatoren mit niedrigerer Betriebsspannung. Werden z. B. zwei Kondensatoren mit einer Betriebsspannung von 500 V in Reihe geschaltet, dann beträgt die Gesamtbetriebsspannung 1000 V. Grundsätzlich sollten nur Kondensatoren mit dem gleichen Kapazitätswert in Reihe geschaltet werden, da sie bei verschiedenen Werten auch spannungsmäßig unterschiedlich beansprucht werden. Die neue Kapazität sinkt bei Reihenschaltung zweier gleich großer Kondensatoren auf die Hälfte des Einzelwertes. Bei einer Reihenschaltung von zwei Kondensatoren mit je 2 μF ist damit die Kapazität auf 1 μF abgesunken.

Eine Schaltung, die die Verwendung von Bauelementen geringerer Spannungsfestigkeit erlaubt, ist in der Abb. 36 wiedergegeben; sie wird als Spannungsverdopplerschaltung bezeichnet. Die beiden Gleichrichter sind so geschaltet, daß der eine gerade den Strom durchläßt, wenn der andere sperrt. Liegt an dem unteren Punkt des Transformators eine negative

Spannung gegenüber dem oberen Anschlußpunkt, so läßt der untere Gleichrichter den Strom durch, und der untere der beiden Kondensatoren lädt sich auf. Der obere Gleichrichter sperrt während dieser Zeit. Wechselt nun die Spannung am unteren Punkt in den positiven Bereich, dann sperrt der untere Gleichrichter und der obere läßt den Strom durch, wodurch der obere Kondensator aufgeladen wird. Sind beide Kondensatoren aufgeladen, so öffnen die beiden Gleichrichter wechselweise nur noch während eines kleinen Teiles der Zeit, in der die Spannung im höchsten positiven bzw. negativen Bereich verläuft. Die Kondensatoren werden nur noch entsprechend dem entnommenen Strom nachgeladen. Die beiden Kondensatoren wirken wie zwei in Reihe geschaltete Batterien, denn an der unteren Platte des unteren Kondensators liegt eine negative Spannung, also muß die obere positiv sein; an der oberen Platte des oberen Kondensators aber liegt wiederum eine positive Spannung, die untere muß demgemäß negativ sein. Durch diese beiden Kondensatoren, die in Reihe geschaltet und aufgeladen sind, wird die Spannung verdoppelt gegenüber der Einweg-Gleichrichter-Schaltung der Abb. 35. Jeder der beiden Gleichrichter braucht aber nur die vom Transformator gelieferte Spannung zu sperren, d. h. bei gleicher Gleichspannung der beiden Schaltungen Abb. 35 und Abb. 36 braucht die Sperrspannung der beiden Gleichrichter der Spannungsverdopplerschaltung Abb. 36 nur halb so groß zu sein wie die der Einweg-Gleichrichter-Schaltung. Der Transformator braucht ebenfalls nur eine halb so große Spannung zu liefern und auch die Betriebsspannung der beiden Ladekondensatoren erfordert nur den halben Wert desjenigen der Schaltung in Abb. 35. Liefert z. B. der Transformator eine Wechselspannung von 350 V, dann müssen die beiden Gleichrichter für eine Sperrspannung von mindestens 350 V bemessen werden und die beiden Ladekondensatoren eine Betriebsspannung von mindestens 1,412 mal 350 gleich 460 V (nächstliegende handelsübliche Werte 480 V und 500 V) auf-

weisen. Am Ausgang der in Abb. 36 nicht mehr angegebenen Siebkette stehen 2 mal $\sqrt{2}$ mal 350 V gleich 2 mal 1,412 mal 350 V gleich 990 V abzüglich etwa 50 V Spannungsabfall am Siebwiderstand, also 940 V, zur Verfügung.

Eine eingehendere Überlegung zeigt allerdings, daß die Spannungsverdopplerschaltung gegenüber der Einweg-Gleichrichter-Schaltung nicht ganz so günstig wegkommt, wie es zunächst den Anschein haben mag. Eine Reihenschaltung der beiden Gleichrichter und eine Reihenschaltung der beiden Ladekondensatoren der Spannungsverdopplerschaltung führt nämlich zu genau denselben Verhältnissen. Als Vorteil bleibt dann lediglich noch bestehen, daß der Transformator bei der Spannungsverdopplerschaltung nur eine halb so große Spannung abzugeben braucht wie bei der Einweg-Gleichrichter-Schaltung.

Soll unter Verwendung eines vorhandenen Transformators für Zweiweggleichrichtung ein Netzgerät gebaut werden, und ergibt die Nachrechnung, daß die Einweg-Gleichrichter-Schaltung nach Abb. 35 eine zu niedrige, die Spannungsverdopplerschaltung nach Abb. 36 aber eine zu hohe Spannung ergibt, so läßt sich natürlich die Spannungsverdopplerschaltung verwenden. Jedoch muß die überschüssige Spannung durch einen Vorwiderstand entsprechender Größe vernichtet werden. Dieses ändert aber nichts daran, daß die Gleichrichter und der Lade- und der Siebkondensator für die zu hohe Spannung ausgelegt werden müssen, da während der Anheizzeit

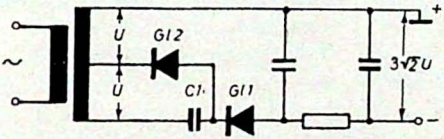

Abb. 37: Gleichrichterschaltung für die 1½fache Spannung

kein Strom fließt und der Vorwiderstand so lange wirkungslos ist, denn ohne Stromfluß kann auch kein Spannungsabfall am Widerstand erfolgen. Für diesen Fall zeigt Abb. 37 eine brauchbare Schaltungsvariante. Ist die Größe der vom Transformator abgegebenen Wechselspannung in allen drei Schaltungsfällen gleich groß, so liegt die Gleichspannung dieser Variante gerade zwischen den Werten der andern beiden Schaltungen. Es verhält sich also die Gleichspannung von der Einweg-Gleichrichter-Schaltung (Schaltung Abb. 35) zur Schaltung Abb. 37 und zur Spannungsverdopplerschaltung (Abb. 36) wie 1 : 1,5 : 2, d. h. würde ein Transformator in der Einweg-Gleichrichter-Schaltung 600 V Gleichspannung liefern, so stiege diese in der Schaltung nach Abb. 37 auf 900 V und in der Spannungsverdopplerschaltung auf 1200 V.

Die Wirkungsweise der Schaltung Abb. 37 sei kurz erläutert: Liegt an der Mittelanzapfung des Transformators gerade der Effektivwert U, so läßt der Gleichrichter Gl 2 durch. Gleichzeitig liegt aber an dem unteren Ende des Transformators ebenfalls eine gegenüber dem obenliegenden Anschluß positive Spannung aber von der doppelten Größe als der an der Mittelanzapfung liegenden. Diese wird vom Gleichrichter Gl 1 durchgelassen. Die beiden Gleichrichter Gl 1 und Gl 2 sind in Reihe geschaltet und lassen gleichzeitig einen Ladestrom in den Ladekondensator fließen. Dabei liegt an Gl 2 die Spannung U und an Gl 1 die Spannung 2 mal U. Da dies Effektivwerte sein sollten, der Ladekondensator sich aber nahezu auf den Scheitelwert auflädt, liegt also eine Spannung von etwa 1,412 mal U plus 1,412 mal 2 mal U und damit 1,412 mal 3 mal U am Kondensator. Der Kondensator C_1 ist erforderlich, damit kein Kurzschluß der unteren Spannung U auftritt, wenn der Gleichrichter Gl 2 durchläßt. Da durch den Gleichrichter Gl 1 aber ein Wechselstrom fließt, läßt er diesen ungehindert durch. Die Betriebsspannung für C_1 muß mindestens 1,412 mal U betragen. Er sollte eine Kapazität von ungefähr 0,2 μF aufweisen.

3. Das Netzgerät

Der Transformator mit dem Gleichrichter erzeugt die hohe Gleichspannung. Die dahinter liegende Siebkette glättet diese. Die Gleichspannung gelangt nun an eine Spannungsteiler-schaltung, an der die verschiedenen zum Betrieb der Röhre erforderlichen Spannungen abgegriffen werden. Diese drei verschiedenen Einheiten werden zusammengefaßt und ergeben das Netzgerät für die Elektronenstrahlröhre. Abb. 38 zeigt ein solches vollständiges Netzgerät. Die Netzspannung wird über einen Schalter und eine Sicherung Si dem Netztransformator zugeführt, hochtransformiert und in Einweg-

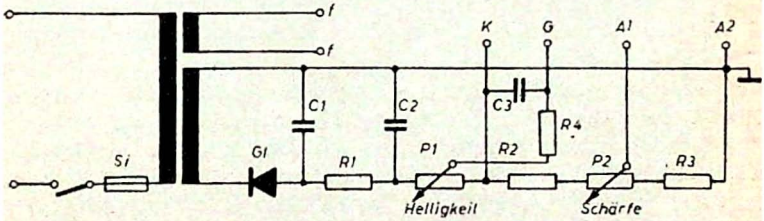

Abb. 38: Das Netzgerät

Gleichrichter-Schaltung durch den Trockengleichrichter Gl gleichgerichtet. In der Siebkette, die aus dem Ladekondensator C_1, dem Siebwiderstand R_1 und dem Siebkondensator C_2 besteht, wird sie geglättet. Die Spannungsteilerschaltung baut sich aus der Reihenschaltung des Potentiometers P_1, dem Widerstand R_2, dem Potentiometer P_2 und dem Widerstand R_3 auf. An dem Potentiometer P_1 wird die negative Gittervorspannung für den Wehneltzylinder abgegriffen. Es kann hiermit die Helligkeit des Leuchtfleckes geregelt werden. Zwischen P_1 und P_2 wird die Kathode der Röhre angeschlossen.

Mit dem Potentiometer kann die Spannung für elektrostatische Linsen A_1 in gewissen Grenzen verändert werden. Dies ermöglicht eine Regelung der Schärfe des Leuchtfleckes. Zwischen R_3 und dem positiven Anschluß an die Siebkette wird schließlich die Spannung für die Anode A_2 entnommen. Dieser Punkt wird geerdet. R_4 und C_3 bilden das RC-Glied für den Wehneltzylinder. Auf dem Transformator befindet sich noch eine zweite Wicklung mit den beiden mit f bezeichneten Anschlüssen für die Heizung der Elektronenstrahlröhre. Die Buchstaben der verschiedenen Abgänge des Netzgerätes stimmen mit den Bezeichnungen der zugehörigen Elektroden der Elektronenstrahlröhe in Abb. 34 überein. Die Einweg-Gleichrichter-Schaltung des in Abb. 38 angegebenen Netzgerätes kann natürlich ohne weiteres durch die Spannungsverdopplerschaltung oder die Schaltung nach Abb. 37 ersetzt werden. An den hinter dem Gleichrichter liegenden Schaltgruppen ändert sich dabei gar nichts.

Um den selbständigen Entwurf eines Netzgerätes zu ermöglichen, sei der vollständige Rechnungsgang an einem Beispiel durchgeführt. Als erstes soll die Siebkette berechnet werden. Die Größe des Ladekondensators, des Siebkondensators und des Siebwiderstandes ist beim Rundfunkempfänger einfach dadurch gegeben, daß kein störendes Netzbrummen mehr im Lautsprecher zu hören sein darf. Eine ungenügende Siebung im Oszillographen hat ungenügende Bildschärfe zur Folge. Darüber hinaus nimmt auch noch die Ablenkempfindlichkeit ab. Von der Bildschärfe aus müssen also die zu fordernden Bedingungen gestellt werden, um die Siebmittel entsprechend bemessen zu können. Bei erstklassiger Bündelung des Elektronenstrahles hat dieser einen Durchmesser bis herunter zu 0,2 mm auf dem Leuchtschirm. Soll nun die Unschärfe des Leuchtfleckes durch die Welligkeit der gleichgerichteten Wechselspannung unmerklich klein sein, so darf sich durch die Welligkeit der Leuchtfleckdurchmesser um nicht mehr als $\pm$ 30 % ändern. Eine Änderung von $\pm$

30 % ergibt bei einem Leuchtfleckendurchmesser von d_s = 0,2 mm eine absolute Durchmesseränderung desselben von

$$d_s = \pm\ 0{,}06\ mm.$$

Wenn eine Elektronenstrahlröhre mit einem Schirmdurchmesser von D_{sch} = 90 mm gewählt wird, so beträgt die zulässige Unschärfe bezogen auf diesen Durchmesser:

$$(15)\quad \alpha = \frac{\Delta d_s}{D_{sch}} = \frac{0{,}06\ (mm)}{90\ (mm)} = 0{,}00067 = 0{,}067\ \% \quad (15)$$

Bei einer Anodenspannung von U_a = 1000 V ergibt sich eine zulässige Welligkeitsspannung U_2 am Siebkondensator C_2 (siehe dazu Abb. 38) von

$$(16)\quad U_2 = \frac{U_a \cdot \alpha}{100} = \frac{1000 \cdot 0{,}067}{100} = 0{,}67\ V \approx 0{,}7 \quad (16)$$

Die Belastung des Gleichrichters ist nur sehr klein. Ein Strom von J = 1,5 mA = 0,0015 A, der durch die Reihenschaltung aus Widerständen und Potentiometern fließt, ist reichlich groß genug. Nach einer Faustformel läßt sich nun die Größe der Welligkeitsspannung U_1 am Ladekondensator C_1 berechnen. Die Größe des Ladekondensators möge mit C_1 = 1 μF gewählt werden.
Dann ist:

$$(17)\quad U_1\ (V) \approx 5{,}6 \cdot \frac{J\ (mA)}{C\ (\mu F)} = 5{,}6 \cdot \frac{1{,}5\ (mA)}{1\ (\mu F)} = 8{,}4\ V \quad (17)$$

Aus den beiden Welligkeitsspannungen wird nun das Verhältnis gebildet:

$$(18)\quad \beta = \frac{U_2}{U_1} = \frac{0{,}7\ (V)}{8{,}4\ (V)} = 0{,}0835 \quad (18)$$

Die Größe des Siebkondensators wird gewählt zu C_2 = 2 μF. Jetzt läßt sich die Größe des Siebwiderstandes berechnen nach der Gleichung:

$$R_1\ (kOhm) = \frac{1000}{314 \cdot C_2\ (\mu F)} \cdot \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}$$

(19)
$$R_1\ (kOhm) = \frac{1000}{314 \cdot 2\ (\mu F)} \cdot \sqrt{\frac{1}{0{,}0835^2} - 1} \qquad (19)$$
$$= 19{,}0\ kOhm \approx 20\ kOhm$$

Das Stromversorgungsgerät möge eine Elektronenstrahlröhre DG9—3 speisen. Diese hat einen Schirmdurchmesser von 90 mm. Benötigt wird für ihren Betrieb eine Heizspannung von 4,0 V bei einem Heizstrom von 1,2 A. Die Spannung am Wehneltzylinder soll U_{g1} = O. . . —40V, die an der elektrostatischen Linse U_{a1} = 400 V und die Anodenspannung 1000 V betragen.

Der Transformator möge für Zweiweg-Gleichrichtung ausgelegt sein und eine Effektivspannung von 2 mal 370 V liefern. Beide Wicklungen werden in Reihe geschaltet, wodurch sich 740 V Spannung ergeben. Am Ladekondensator C_1 tritt dann entsprechend der Scheitelspannung dieser Wechselspannung eine Gleichspannung auf von:

(20) $$U_1 = 1{,}412 \cdot 740\ (V) = 1045\ V \qquad (20)$$

Am Siebwiderstand R_1 muß ein Spannungsabfall U_{R1} in Kauf genommen werden. Er beträgt:

(21) $$U_{R1} = I \cdot R_1 = 0{,}0015\ (A) \cdot 20000\ (Ohm) = 30\ V \qquad (21)$$

Damit liegt am Siebkondensator eine rechnerische Spannung von:

(22) $$U_2 = U_1 - U_{R1} = 1045\ (V) - 30\ (V) = 1015\ V \qquad (22)$$

Praktisch tritt jedoch keine volle Aufladung der Kondensatoren bis auf die Scheitelspannung ein, wegen der wenn auch geringen Stromentnahme aus den Kondensatoren. Es wurde aber vom Scheitelwert ausgegangen — ausgedrückt durch den Faktor 1,412 in der Gleichung (20). Die Spannung wird

also nicht ganz so hoch sein wie berechnet. Sie mag bei knapp 1000 V liegen.

Die Summe aller in Reihe geschalteter Widerstände und Potentiometer R_{ges} muß bei einer Spannung von $U_2 = 1000$ V und einem Strom von $J = 1{,}5$ mA die Größe erhalten von:

$$R_{ges} = \frac{U_2}{J} = \frac{1000\ (V)}{1{,}5\ (mA)} = 665\ kOhm \qquad (23)$$

Am Potentiometer P_1 muß sich für den Wehneltzylinder die Spannung $U_{g1} = 0 \ldots -40$ V einstellen lassen. Damit muß P_1 bei einem Strom von $J = 1{,}5$ mA einen Wert erhalten von:

$$P_1 = \frac{U_{P1}}{J} = \frac{40\ (V)}{0{,}0015\ (A)} = 26700\ Ohm = 26{,}7\ kOhm \qquad (24)$$

Es wird ein Potentiometer von $P_1 = 30$ kOhm gewählt. Die Belastung desselben beträgt:

$$N_{P1} = J^2 \cdot P_1 = 0{,}0015^2\ (A^2) \cdot 30000\ (Ohm) = 0{,}0675\ W \qquad (25)$$

Ein Potentiometer mit einer Belastbarkeit von 0,5 W reicht also völlig aus.

Die Spannung für die elektrostatische Linse beträgt $U_{a1} = 400$ V. Sie muß regelbar sein, damit sich die Bildschärfe einstellen läßt. Es wird deshalb ein Regelbereich gewählt von $U_{a1} = 250 \ldots 500$ V. Am Widerstand R_2 muß dann eine Spannung von $U_{R2} = 250$ V abfallen. Bei einem Strom von $J = 0{,}0015$ A erhält er damit eine Größe von:

$$R_2 = \frac{U_{R2}}{J} = \frac{250\ (V)}{0{,}0015\ (A)} = 167000\ Ohm = 167\ kOhm \qquad (26)$$

Gewählt wird ein Widerstand von $R_2 = 160000$ k Ohm. Seine Belastung beträgt:

(27) $$N_{R2} = J^2 \cdot R_2 = 0{,}0015^2\ (A^2) \cdot 160000\ (Ohm) = 0{,}36\ W \quad (27)$$

Es genügt damit ein Widerstand mit einer Belastbarkeit von 0,5 W. Wegen der Regelmöglichkeit muß sich die Spannung am Potentiometer um den Betrag U_{a1} = 550 (V) — 250 (V) = 300 V ändern lassen. Das Potentiometer P_2 erhält deshalb eine Größe von:

(28) $$P_2 = \frac{U_{a1}}{J} = \frac{300\ (V)}{0{,}0015\ (A)} = 200000\ Ohm = 200\ kOhm \quad (28)$$

Seine Belastung beträgt:

(29) $$N_{P2} = J^2 \cdot P_2 = 0{,}0015^2\ (A^2) \cdot 200000\ (Ohm = 0{,}45\ W \quad (29)$$

Auch hier reicht also wieder ein Potentiometer mit einer Belastbarkeit von 0,5 W aus.

Der Gesamtwiderstand aller in Reihe liegenden Widerstände und Potentiometer wurde bei einem Strom von J = 1,5 mA zu R_{ges} = 665 k Ohm ermittelt.
Es wurde weiterhin bereits berechnet: P_1 = 30 k Ohm, R_2 = 160 kOhm und P_2 = 200 kOhm. Es bleiben also für den letzten Widerstand R_3:

(30) $$R_3 = R_{ges} - (P_1 + R_2 + P_2) = 665\ (kOhm) - (30 + 160 + 200\ (kOhm)) = 275\ kOhm \quad (30)$$

Die Belastung für R_3 beträgt:

(31) $$N_{R3} = J^2 \cdot R_3 = 0{,}0015^2\ (A^2) \cdot 275\,000\ (Ohm) = 0{,}62\ W \quad (31)$$

Es muß also ein Widerstand von mindestens 1 W Belastbarkeit verwendet werden.

Der Gitterwiderstand R_4 wird zu etwa 500 k Ohm gewählt. Der Wert des Gitterkondensators sollte zwischen 0,1 und 2 μF bei einer Spannungsfestigkeit von 50 V liegen. Der

Siebkondensator C_2 von 2 μF und der Ladekondensator C_1 von 1 μF müssen eine Betriebsspannung von mindestens 1000 V vertragen. Diese Spannungsfestigkeit läßt sich auch durch Reihenschaltung von je zwei Kondensatoren von 2 μF bzw. 4 μF mit einer Betriebsspannung von je 500 V erreichen. Der Trockengleichrichter muß eine Sperrspannung von 740 V aufweisen. Dieser Wert läßt sich auch erreichen durch eine Reihenschaltung von drei Gleichrichtern mit je 250 V Sperrspannung.

Die Heizwicklung (Anschlüsse f, f in der Abb. 38) muß für eine Spannung von 4,0 V und einen Strom von mindestens 1,2 A dimensioniert sein.

4. Die Verschiebung des Nullpunktes

Für viele Messungen ist es sehr vorteilhaft, wenn sich das Bild in der Höhe und seitlich auf dem Bildschirm verschieben läßt. Hierzu muß an die Ablenksysteme eine Gleichspannung gelegt werden. Auf den Platten für die senkrechte Ablenkung bewirkt diese Spannung eine Verschiebung des Bildes in der Höhe und auf den Platten für die waagerechte Ablenkung eine seitliche Ablenkung. Die Größe der Verschiebung hängt ab von der Höhe der Spannung. Diese Spannung kann von einem besonderen Netzgerät geliefert werden.

Durch je ein Potentiometer für jedes Ablenksystem läßt sich ihre Größe regeln. Es muß dabei so geschaltet werden, daß sich die Spannung die an den Platten liegt, von einem negativen Höchstwert regeln läßt, damit eine Verschiebung des Nullpunktes aus der Ruhelage heraus in beiden Richtungen (also nach oben und unten bzw. links und rechts) möglich ist. Eine derartige Schaltung ohne Netzgerät für Elektronenstrahlröhren mit Ablenksystemen für symmetrische Ablenkung zeigt die Abb. 39. Durch die beiden Widerstände R_5 und R_6, die an ihrer Verbindungsstelle geerdet sind, ist

eine Verschiebung sowohl in Richtung zu positiven als auch zu negativen Spannungen möglich. Das Potentiometer P_1 ermöglicht die Punktverschiebung in senkrechter Richtung und das Potentiometer P_2 in waagerechter Richtung. Da zu dieser Steuerung den Platten keine Leistung zugeführt zu werden braucht, können die Widerstände und Potentiometer relativ hochohmig ausgeführt werden, wodurch das Netzgerät kaum belastet wird. Die Werte für die beiden Widerstände R_5 und R_6 können etwa 500 kOhm und für die beiden Potentiometer P_1 und P_2 etwa 1 MOhm betragen. Bei einer Spannung des Netzgerätes von 200 V wird dieses durch die Widerstände mit nur 0,6 mA belastet. Wird die Elektronenstrahlröhre DG9—4, die mit zwei Systemen für symmetrische Ablenkung ausgestattet ist und einen Schirmdurchmesser von 90 mm hat, mit dieser Gleichspannung zur Punktverschiebung gesteuert, so lassen sich folgende Verschiebungen erreichen: Die Ablenkempfindlichkeit der Meßplatten (die Platten, die näher zur Kathode hin liegen) beträgt 0,39 mm/V. Damit ergibt sich bei einer maximalen Spannung von je 100 V für jede der beiden Ablenkrichtungen nach oben und nach unten aus der Ruhelage eine Auslenkung in senkrechter Richtung von:

$$A_M = 0{,}39\ (mm/V) \cdot (\pm 100\ (V)) = \pm\ 39\ mm \tag{32}$$

Die Ablenkempfindlichkeit für die Zeitplatten liegt nur bei 0,2 mm/V. Mit einer maximalen Spannung von 100 V beläuft sich damit die größte Auslenkung nach links und rechts auf:

$$A_Z = 0{,}2\ (mm/V) \cdot (\pm 100\ (V)) = \pm\ 20\ mm \tag{33}$$

Ein besonderes Netzgerät nur für die Punktverschiebung vorzusehen, ist doch recht aufwendig. Es läßt sich auch das Netzgerät für die Stromversorgung der Elektronenstrahlröhre für diesen Zweck mit heranziehen. Dazu muß lediglich

der Widerstand R_3 und die Erdung an A_2 in Abb. 38 entfernt werden. An die Stelle des Widerstandes R_3 treten jetzt die beiden Anschlußpunkte 1 und 2 der Widerstandskombination für die Nullpunktverschiebung Abb. 39. Die Widerstände und Potentiometer müssen jedoch jetzt anders bemessen werden. Durch den entfernten Widerstand R_3 floß ein

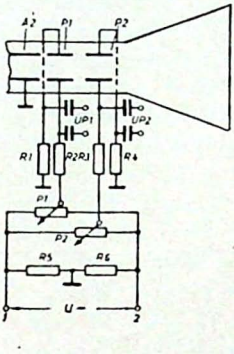

Abb. 39: Nullpunktverschiebung bei Systemen für symmetrische Ablenkung

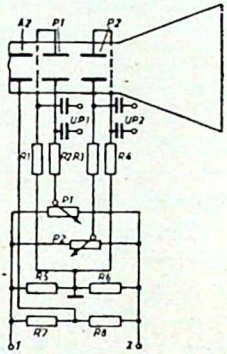

Abb. 40: Nullpunktverschiebung bei Systemen für asymmetrische Ablenkung

Strom von J = 1,5 mA (siehe die Berechnung im Abschnitt „Das Netzgerät"). An die Stelle dieses Widerstandes tritt nun die Reihenschaltung aus den beiden Widerständen R_5 und R_6 (Abb. 39). An diesen soll also nun bei einem Strom von J = 1,5 mA eine Spannung von 200 V und damit an jedem Widerstand eine Spannung von 100 V abfallen. Beide Widerstände müssen deshalb eine Größe erhalten von:

$$R_5 \doteq R_6 = \frac{U}{J} = \frac{100\ (V)}{0{,}0015\ (A)} = 67000\ Ohm = 67\ kOhm \qquad (34)$$

Die beiden Potentiometer sollten ungefähr einen 10 mal so großen Wert haben. Sie werden deshalb für 500 k Ohm ausgelegt. Anstelle des Widerstandes R_3 in Abb. 38 von R_3 = 275 kOhm liegt jetzt nur noch ein Widerstand von R_5 + R_6 = 67 kOhm + 67 kOhm im Spannungsteiler des Netzgerätes. Der Unterschied von 275 kOhm minus 134 kOhm wird durch einen Widerstand von rund 140 kOhm, der zwischen das Potentiometer P_2 und die Nullpunktverschiebungs-Schaltung geschaltet wird, ergänzt. Als Nachteil bei dieser Stromversorgung für die Nullpunktverschiebung muß in Kauf genommen werden, daß der Erdungspunkt des Netzteiles nicht mehr am positivsten Punkt, sondern zwischen R_5 und R_6 liegt. Daher ist die an der Anode der Röhre liegende Spannung um den Betrag, der an einem der beiden Widerstände abfallenden Spannung kleiner. Das sind also hier 100 V. Die Anodenspannung sinkt von 960 V auf 860 V ab.

Die Widerstände R_1 bis R_4 in Abb. 39 stellen die Verbindung zwischen den zusammengehörigen Platten und der Erde her. Sie sollten eine Größe von 2 bis 5 M Ohm haben. Bei hohen Werten können sich Instabilitäten ergeben, d. h. der Strahl kann bei plötzlicher Auslenkung vom Bildschirm verschwinden, um erst nach einiger Zeit wieder aufzutauchen. Die Kondensatoren, die zwischen den Platten und der Meßspannung bzw. der Kippspannung liegen, verhindern, daß die Gleichspannungen für die Nullpunktverschiebung auch an diese Geräte gelangen kann. Sie erhalten eine Größe von 0,1 bis 2 μF.

Abb. 40 zeigt die entsprechende Schaltung zur Nullpunktverschiebung für Elektronenstrahlröhren mit Systemen für asymmetrische Ablenkung. Sie unterscheidet sich nur wenig von der Schaltung Abb. 39 für symmetrische Plattensysteme.

III. Die Zeitablenkung

Der überwiegende Teil aller mit dem Elektronenstrahl-oszillographen beobachteten Vorgänge ist von der Zeit abhängig. In der Physik sagt man dann, der Vorgang, beispielsweise die Wechselspannung, sei eine Funktion der Zeit. Um diese Abhängigkeit dort anschaulich zu machen, wird ein sogenanntes (kartesisches) Koordinatensystem gezeichnet mit einer waagerechten X-Achse, auf der die Zeit aufgetragen wird, und einer senkrechten Y-Achse, auf der die hiervon abhängige Größe, wie z. B. die Spannung, aufgetragen wird. Damit ist jeder Punkt in dieser Ebene durch zwei Zahlenwerte festgelegt oder umgekehrt; je zwei zusammengehörenden Zahlenwerten ist ein Punkt dieser Ebene zugeordnet. Die Verbindung all dieser Punkte ergibt einen Kurvenzug, der anschaulich den Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen zeigt. So wie man dies auf dem Papier mühsam aufzeichnen kann, so vermag auch das Elektronenstrahlrohr die Kurve sichtbar zu machen. Dazu brauchen nur auf die zwei zueinander senkrecht stehenden Plattenpaare, die den beiden Achsen entsprechen, die voneinander abhängigen Meßgrößen gegeben zu werden.

Deshalb werden die waagerechten Platten in Analogie zum kartesischen Koordinatensystem auch mit X-Platten und die senkrechten Ablenkplatten mit Y-Platten bezeichnet. Zum Aufzeichnen eines von der Zeit abhängigen Vorganges muß der Elektronenstrahl mit gleichmäßiger Geschwindigkeit von links nach rechts über den Schirm laufen. Man läßt ihn waagerecht und nicht etwa senkrecht laufen, weil es auch in der Physik üblich ist, die unabhängige Größe, und das ist hier die Zeit, waagerecht aufzutragen. Um den Strahl in dieser

Weise abzulenken, benötigt man eine Spannung, die mit der Zeit gleichmäßig ansteigt. Ist der Strahl am rechten Schirmrand angekommen, so soll er innerhalb ganz kurzer Zeit wieder am Ausgangspunkt, also am linken Schirmrand, sein und erneut über den Schirm eilen, dazu muß die Spannung dann innerhalb kürzester Zeit auf den Wert Null zurückgehen. Das Spiel beginnt dann von neuem.

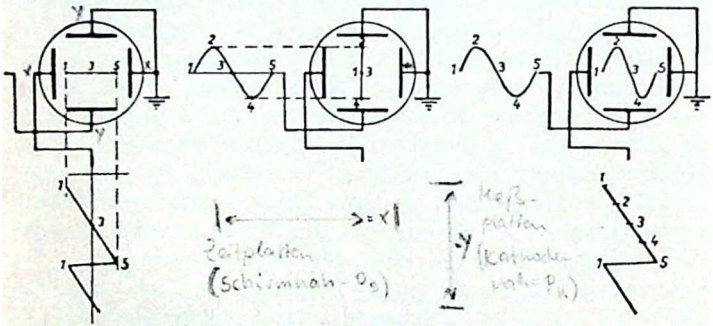

Abb. 41: Das Aufzeichnen von sich zeitlich ändernden Größen
a) die Kippspannung lenkt den Strahl waagerecht aus
b) Die Meßspannung lenkt den Strahl senkrecht aus
c) Beide Spannungen führen den Strahl entsprechend der Kurvenform der Meßspannung

Diese „Kippspannung" ist auch eine Funktion der Zeit, sie steigt mit ihr linear (geradlinig) an und fällt plötzlich wieder ab. Wegen dieses Verlaufes wird sie auch „Sägezahnspannung" genannt (siehe Abb. 41).

Was geschieht nun, wenn ein periodischer (ein sich innerhalb einer bestimmten Zeitspanne ständig in der gleichen Form wiederholender) Vorgang auf die senkrechten Ablenkplatten gegeben wird? Abb. 41 zeigt dazu eine sinusförmige Wechselspannungskurve, die auf die Y-Platten gegeben wird. Solange keine Kippspannung an den X-Platten liegt, eilt der

Strahl nur senkrecht auf und ab; es erscheint nur ein senkrecht stehender Strich. Wird nun aber an die Zeitplatten eine Kippspannung angeschlossen, so ändert sich das Bild völlig. Der Strahl bewegt sich jetzt in beide Richtungen. Wenn die Zeit, in der die Kippspannung von ihrem kleinsten auf ihren höchsten Wert steigt, genau mit der Zeit übereinstimmt, die die Wechselspannung für eine Periode benötigt, so wird ge-

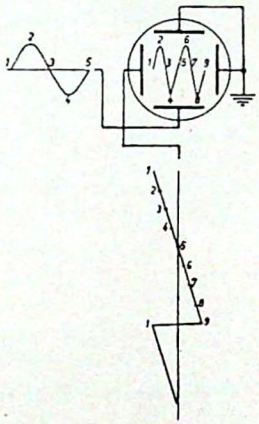

Abb. 42: Die Kippfrequenz ist halb so groß wie die Meßfrequenz. Es werden zwei volle Kurvenzüge geschrieben

rade diese Wechselspannung auf dem Schirm sichtbar. Dies läßt sich zeichnerisch sehr einfach kontrollieren, indem man vom Punkt 1 der Meßspannung eine waagerechte Linie zieht und vom Punkt 1 der Kippspannung eine senkrechte Linie. Beide schneiden sich in einem Punkt, dieser wird ebenfalls mit 1 bezeichnet. Genau so verfährt man mit den Punkten 2 bis 5. Werden nun die Schnittpunkte 1 bis 5 miteinander verbunden, so erhält man die vom Elektronenstrahl gezeichnete Kurve (Abb. 41). Die mit der gleichen Ziffer bezeich-

neten Punkte der Meßspannung und der Kippspannung sind die jeweiligen Spannungswerte, die im gleichen Zeitaugenblick bestehen

Nachdem der Strahl rechts angekommen ist, schnellt er zurück nach links. Da sich aber auch die Meßwechselspannung wie beim ersten Durchgang wiederholt, wird genau der gleiche Linienzug wie beim ersten Durchgang über den ersten geschrieben. Ein voller Kurvenzug wird gerade aufgezeichnet, wenn die Frequenz der Meßspannung und die der Kipp-

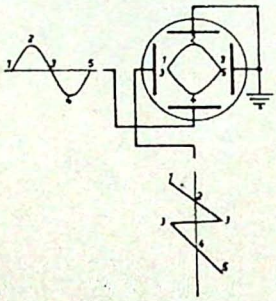

Abb. 43: Bei halber Kippfrequenz wird bei jedem Durchgang nur ein halber Linienzug geschrieben

spannung genau gleich groß sind. Ist die Kippfrequenz gerade halb so groß wie die der Meßfrequenz, so erscheinen zwei volle Linienzüge auf dem Bildschirm. Abb. 42 zeigt diese Verhältnisse; die Konstruktion des Leuchtschirmbildes erfolgte wie bereits ausführlich beschrieben. Bei doppelter Frequenz der Kippspannung wird nur der halbe Verlauf der Meßspannung geschrieben. Handelt es sich hierbei um eine sinusförmige Spannung, so entsteht das Bild Abb. 43. Beim einen Hinlauf des Elektronenstrahles von links nach rechts wird die obere Hälfte der Sinuslinie geschrieben, beim nächsten die untere, dann wieder die obere usw.

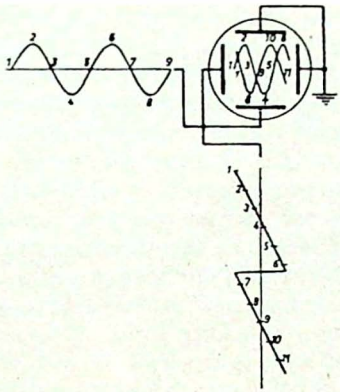

Abb. 44: Die Kippfrequenz läuft nicht synchron zur Meßfrequenz

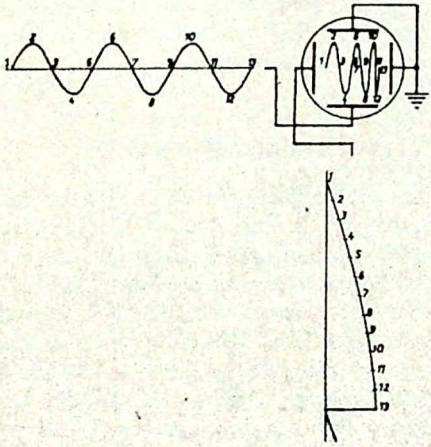

Abb. 45: Die Spannung der Kippfrequenz steigt nicht geradlinig an. Es wird ein verzerrtes Bild geschrieben

Aus dem bisher Gesagten geht schon hervor, daß Kippfrequenz und Meßfrequenz in einem ganz bestimmten Verhältnis zueinander stehen müssen. Es muß die Kippspannung mit der Meßspannung synchron (gleich) laufen, man bezeichnet die dazu erforderlichen Maßnahmen auch als „synchronisieren". Hat die Sägezahnspannung nicht eine zur Meßspannung geeignete Frequenz, so wird bei den jeweils aufeinander folgenden Durchläufen der Kurvenzug nicht auf dem vorangegangenen geschrieben; es entsteht ein verschwommenes Bild (Abb. 44), oder wenn die Kippfrequenz nur wenig abweicht, scheint das Bild mehr oder weniger schnell nach links oder nach rechts fortzulaufen. Es wurde festgestellt, daß die Kippspannung gleichmäßig oder genauer linear mit der Zeit ansteigen muß, ist dies nicht der Fall, so erscheint eine verzerrte Kurve. Die Abb. 45 zeigt einen exponentiellen Verlauf der Kippspannung, es erscheint die Meßspannung auf der einen Seite zusammengedrängt.

Zur Erzeugung der Kippspannung sind zahlreiche Schaltungen entwickelt worden, deren wichtigste in den folgenden Abschnitten beschrieben werden sollen.

1. Die sinusförmige Zeitablenkung

Die einfachste, nur mit wenigen Schaltelementen arbeitende Zeitablenkung benutzt den sinusförmigen Netzwechselstrom von 50 Hz zur Zeitablenkung. Diese Schaltung ist allerdings auch mit ganz erheblichen Mängeln behaftet. Sie wird deshalb auch nur noch selten und bei kleinen Oszillographen angewendet, um ein eigentliches Kippgerät einzusparen.

Die Wirkungsweise der Schaltung geht aus Abb. 46 hervor. Die Netzwechselspannung wird direkt an die X-Platten (= Platten für waagerechte Ablenkung) gelegt. Der Anstieg dieser Spannung ist jedoch keineswegs über die ganze Länge linear. Während sie in der Nähe des Nulldurchganges nahezu

geradlinig verläuft, also den Elektronenstrahl mit einigermaßen konstanter Geschwindigkeit ablenken würde, würde seine Geschwindigkeit in der Nähe der beiden Scheitelwerte stark abnehmen. Deshalb läßt sich nur ein kleiner Teil in der Nähe des Nulldurchganges ausnutzen. Wählt man etwa 1/3 der Spannung zwischen Scheitel–Scheitel, so ist der Spannungsverlauf für diesen Zweck noch hinreichend linear. Die übrigen 2/3 des Strahlweges müssen deshalb außerhalb des Bildschirmes liegen. Als Nachteil ergibt sich hierdurch aber wieder, daß nur ein kleiner Teil der zu oszillographierenden Spannung auf dem Leuchtschirm sichtbar gemacht werden kann. Wird jedoch nur ein Ausschnitt aus dem Kurvenzug gewünscht, so ist dies ein Vorteil. Da die Netzwechselspannung von 50 Hz konstant ist, können keine Meßspannungen beliebiger Frequenz oszillographiert werden, sondern nur

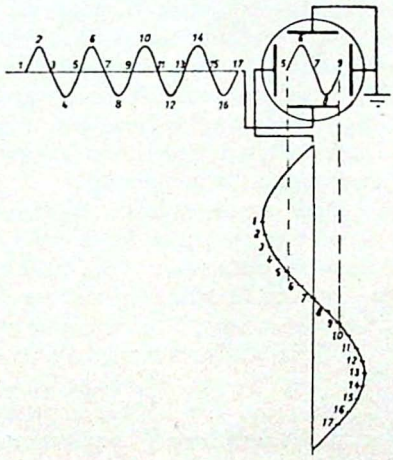

Abb. 46: Prinzip der sinusförmigen Zeitablenkung

ganzzahlige Vielfache der Meßfrequenz. Wird die Amplitude groß genug gemacht, so lassen sich noch Frequenzen von 4000 bis 5000 Hz darstellen. Bei noch höheren Frequenzen wird das Bild zu dunkel, um noch richtig ausgewertet werden zu können. Durch einen besonderen Tonfrequenzgenerator läßt sich diese Abhängigkeit der Meßfrequenz von der 50 Hz Zeitfrequenz vermeiden. Der Aufwand lohnt sich allerdings nur, wenn dieser bereits für andere Zwecke zur Verfügung steht. Da nur ein Teil der Kurve ausgenutzt werden kann, muß die sinusförmige Zeitspannung eine ausreichende Amplitude aufweisen. Bei einer erforderlichen Ablenkspannung von z. B. 250 V und Ausnutzung von 1/3 derselben, müssen 750 V verfügbar sein. Diese läßt sich jedoch im allgemeinen dem Hochspannungstransformator entnehmen.

Die aus dem Negativen ansteigende sinusförmige Zeitspannung möge den Strahl nach rechts ablenken, die absinkende Spannung führt ihn dann wieder nach links zurück. Der Rücklauf erfolgt hierbei also nicht schneller als der Hinlauf. Es werden deshalb zwei gleich helle Bilder geschrieben. Da dies sehr störend ist, muß der Rücklauf verdunkelt werden.

Die einfache Schaltung für ein Ablenkgerät, das mit der sinusförmigen Netzspannung von 50 Hz arbeitet, zeigt die Abb. 47. Es werden nur Widerstände, Potentiometer und Kondensatoren benötigt. P ist das Potentiometer, mit dem die Amplitude für die Ablenkspannung geregelt wird, und R_5 und R_6 sind je ein Einengungswiderstand für den Regelbereich desselben. Der Anschluß erfolgt an den Transformator, der die Spannungsversorgung für die Elektronenstrahlröhre übernimmt. C_2 und C_3 sind die Koppelkondensatoren und R_3 und R_4 die Ableitwiderstände für die Zeitplatten. C_4 ist der Koppelkondensator und R_2 ein Vorwiderstand von der Zeitablenkspannung zum Steuergitter. C_1 und R_1 sind der unabhängig vom Ablenkgerät benötigte Gitterkondensator und Gitterwiderstand. Die Kippspannung gelangt über C_4 nach R_2 an das Steuergitter. Die beiden Kondensatoren C_1 und C_4 und

der Widerstand R_2 haben eine Phasendrehung der an das Gitter gelangenden Zeitablenkspannung zur Folge, wodurch bei geeigneter Dimensionierung dieser drei Schaltelemente der Elektronenstrahl nur während einer bestimmten Zeit aufge=

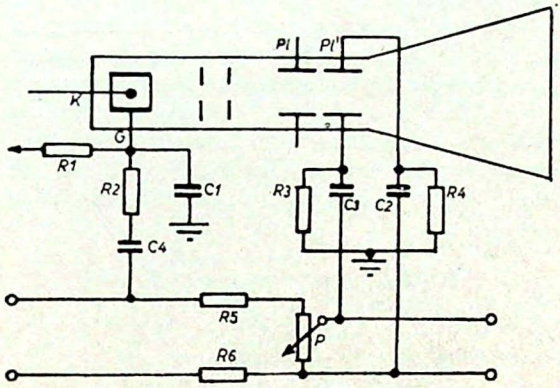

Abb. 47: Schaltung für sinusförmige Zeitablenkung

hellt wird. Zum Schluß seien noch die Daten der Einzelteile für dieses Zeitablenkgerät nach der Schaltung Abb. 47 an=gegeben:

Widerstand	R_1	1 MOhm
„	R_2	600 kOhm
„	R_3	2 MOhm
„	R_4	2 MOhm
„	R_5	100 kOhm
„	R_6	100 kOhm
Potentiometer	P	500 kOhm
Kondensator	C_1	0,5 μF
„	C_2	1 μF
„	C_3	1 μF
„	C_4	0,5 μF

2. Das Glimmröhren-Kippgerät

Bei dieser Schaltung wird die unterschiedliche Zünd- und Löschspannung von Glimmröhren zur Kippspannungserzeugung ausgenutzt. Steigert man nämlich die an den beiden Elektroden einer Glimmröhre liegende Spannung, so zündet diese bei einer bestimmten Spannung, der Zündspannung U_z. Wird nun aber die Spannung wieder heruntergeregelt, so erlöscht die Röhre erst bei einer niedrigeren Spannung der Löschspannung U_L. Man könnte diesen Vorgang als Trägheit der Glimmröhre bezeichnen. Die Zünd- und die Löschspannung sind für eine Glimmröhre charakteristische Werte.

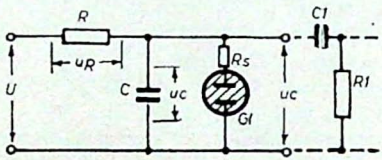

Abb. 48: Prinzipschaltbild eines Glimmröhren-Kippgerätes

Wird nun eine Schaltung nach Abb. 48 aufgebaut und an die Gleichspannung U angeschlossen, so lädt sich der Kondensator C über den Widerstand R auf. Die Ladezeit hängt ab von der Größe des Widerstandes und der Kapazität und wird mit Zeitkonstante

$$T = R \cdot C \qquad (35)$$

bezeichnet. Je größer also der Widerstand oder die Kapazität oder beide werden, um so langsamer lädt sich der Kondensator auf. Mit steigender Aufladung steigt auch die Spannung am Kondensator. Sobald diese die Zündspannung der Glimmröhre erreicht, zündet diese. Ihr Widerstand wird sehr klein, es fließt ein großer Strom, und die im Kondensator aufge-

speicherte Ladung fließt sehr schnell über die Glimmröhre ab. Hierdurch aber sinkt die Spannung am Kondensator sehr schnell. Erreicht diese die Löschspannung der Glimmröhre, so erlischt dieselbe und hat damit wieder einen sehr hohen Widerstand. Der Kondensator beginnt sich erneut über den Widerstand R aufzuladen, und der ganze Vorgang wiederholt sich. Es entstehen also Kippschwingungen. Abb. 49 oben zeigt diesen Spannungsverlauf am Kondensator C. Beim ersten Einschalten steigt die Spannung auf die Zündspannung U_z an,

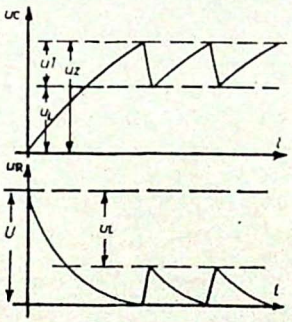

Abb. 49: Spannungsverlauf am Kondensator C (oben) und am Ladewiderstand R (unten)

dann entlädt sich der Kondensator sehr schnell bis auf die Löschspannung U_L usw.

Es wurde bereits dargelegt, daß der Spannungsanstieg geradlinig erfolgen muß, damit der Strahl mit konstanter Geschwindigkeit ausgelenkt wird. Der Anstieg ist hier jedoch gekrümmt, er verläuft nach einer sogenannten Exponentialfunktion. Auch der Abfall erfolgt exponentiell, was jedoch wegen des sehr schnellen Spannungsrückganges kaum wahrzunehmen ist. Dieser exponentielle Verlauf des Spannungsanstieges ist darin begründet, daß sich mit steigender Aufladung des Kondensators der Ladestrom verringert. Abb. 49

unten veranschaulicht dazu den Spannungsverlauf am Widerstand R. Der kleine Vorwiderstand R_s vor der Glimmröhre soll lediglich den Entladestrom durch die Glimmröhre begrenzen, damit diese nicht zerstört werden kann. C_1 ist der Koppelkondensator und R_1 der Ableitwiderstand an den Zeitplatten der Elektronenstrahlröhre.

Die Kippfrequenz in dieser Schaltung wird durch die Ladezeit des Kondensators und damit durch die Größe des Kondensators C und des Widerstandes R bestimmt. Zur überschlägigen Berechnung der Kippfrequenz f kann man die

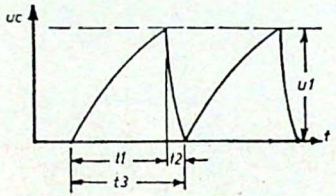

Abb. 50: Zur Berechnung der Kippfrequenz

gegenüber der Anstiegszeit geringe Abfallzeit vernachlässigen (siehe dazu auch die Abb. 50). Es beträgt damit die Kippfrequenz:

$$f \approx \frac{1}{R \cdot C \cdot \ln \frac{U - U_L}{U - U_z}} \qquad (36)$$

Worin R die Größe des Widerstandes und C die des Kondensators, U die angelegte Gleichspannung, U_z die Zündspannung, U_L die Löschspannung und ln der natürliche Logarithmus (Rechenoperationszeichen!) ist.

Für eine genauere Berechnung der Kippfrequenz muß die Summe aus den beiden Zeiten t_1 und t_2 (Abb. 50) gebildet werden. Die Entladezeit t_z beträgt:

(37) $$t_2 = R_i \cdot C \cdot ln \frac{U_z}{U_1} \quad (37)$$

R_i ist darin der Innenwiderstand der Glimmröhre.
Die Kippfrequenz beträgt dann:

(38) $$f = \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} = \quad (38)$$

$$\frac{1}{R \cdot C \cdot ln \frac{U - U_L}{U - U_z}} + \frac{1}{R_i \cdot C \cdot ln \frac{U_z}{U_1}}$$

Durch den nichtlinearen Anstieg und die sich daraus ergebende ungleichmäßige Geschwindigkeit des Elektronenstrahles, tritt jedoch eine Verzerrung des Diagrammes auf, wie sie in Abb. 45 gezeigt wird. Es wurde bereits festgestellt, daß der nichtkonstante Ladestrom die Ursache für den exponentiellen Anstieg der Spannung ist. Wird also der Widerstand R, durch einen solchen ersetzt, der unabhängig von der an ihm anliegenden Spannung einen konstanten Strom fließen läßt, so erhält man die gewünschte Gerade als Spannungsanstieg. Erreichen läßt sich dies durch eine Elektronenröhre, die anstelle des Widerstandes R tritt. Bei dieser steigt der Anodenstrom nicht mehr an, wenn die Sättigungsgrenze der Kathode überschritten ist. Eine gewöhnliche Diodenröhre kann diese Funktion übernehmen. Hier beträgt die Ladezeit t_1:

(39) $$t_1 = \frac{C\,(U_z - U_L)}{i} \quad (39)$$

i ist darin der fließende Röhrenstrom.
Angenähert ist dann (unter Vernachlässigung der Abfallzeit) die Kippfrequenz f:

(40) $$f \approx \frac{1}{C\,(U_z - U_L)} \quad (40)$$

Wird anstelle der Diode eine Penthode verwendet, so ergibt sich eine bessere Regelmöglichkeit. Betrachtet man die Anodenspannungs-Anodenstrom-Kennlinie (Abb.51), so sieht man, daß sich der Anodenstrom von einer gewissen Anodenspannung (ca. 50 bis 100 V) ab nicht mehr steigert, denn die Kurven verlaufen nahezu waagerecht. Je niedriger die Gittervorspannung ist, umso mehr nähert sich die Linie der Waagerechten. Auch bei diesen Röhren ist also der Anodenstrom unabhängig von der Anodenspannung, solange diese nur nicht unter einen bestimmten Wert absinkt. Die Größe des Anodenstromes hängt innerhalb dieses Bereiches nur noch von der Schirmgitterspannung ab, wenn die Gittervorspan-

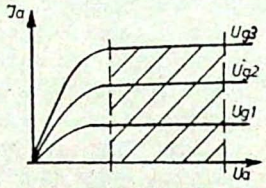

Abb. 51: Anodenspannungs-Anodenstrom-Kennlinie einer Penthode

nung konstant gehalten wird. Die Veränderung der Schirmgitterspannung mittels Potentiometers P_2 Abb. 52 erlaubt durch die Änderung des Ladestromes eine Veränderung der Ladezeit des Kondensators und damit auch der Kippfrequenz. Am Potentiometer P_1 kann die Gittervorspannung für die Röhre eingestellt werden. R' ist lediglich ein Begrenzungswiderstand für die Spannungsregelung.

Ein Vergleich mit der Schaltung Abb. 48 zeigt, daß nur der Widerstand R durch die Penthode mit der zugehörigen Spannungsversorgung der einzelnen Elektroden ersetzt wurde. Die Berechnung kann wie oben bei der Diode gezeigt vorgenommen werden. Dazu ist der Anodenstrom i der Röhrenkenn-

linie für die vorgesehene Gittervorspannung und den gewählten Schirmgitterspannungsbereich zu entnehmen.

Die Grobabstufung der Frequenz läßt sich durch Umschalten auf verschieden große Kondensatoren C und die Feineinstellung durch das Potentiometer P_2 vornehmen. Ein kleinerer Ladestrom als i = 0,5 mA sollte nicht gewählt werden, da sonst leicht Störungen der Schaltung durch Kriechströme auftreten können. Im übrigen läßt sich auch der Berechnungsgang aus dem Abschnitt „Gastrioden zur Kippspannungserzeugung" sinngemäß auf ein Glimmröhren-Kippgerät mit einer Ladepenthode übertragen.

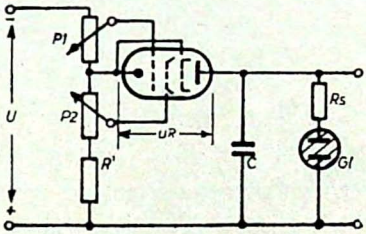

Abb. 52: Glimmröhren-Kippgerät mit Ladepenthode

Der exponentielle Spannungsverlauf während der Abfallzeit schadet nicht, denn für den Strahlrücklauf ist eine gleichmäßige Geschwindigkeit nicht erforderlich. Dieser muß nur innerhalb kürzester Zeit erfolgen.

Die Spannungsdifferenz aus Zünd- und Löschspannung bestimmt die Kippamplitude. Bei den gewöhnlichen Glimmröhren ist diese aber zu klein, um den Elektronenstrahl über die volle Schirmbreite abzulenken. Deshalb werden besondere Glimmröhren mit einer Hilfselektrode hergestellt, die eine größere Amplitude ermöglichen und außerdem eine Regelmöglichkeit derselben bieten. Will man indessen mit einer gewöhnlichen Glimmröhre arbeiten, so muß man einen Ver-

stärker nachschalten, um die Amplitude zu vergrößern. Abb. 53 zeigt hierfür eine einfache Schaltung. Bei der Auslegung des Verstärkers ist zu beachten, daß die Kippspannung sehr oberwellenreich ist und deshalb der Verstärker für eine wesentliche höhere Frequenz als die oberste Kippfrequenz aus-

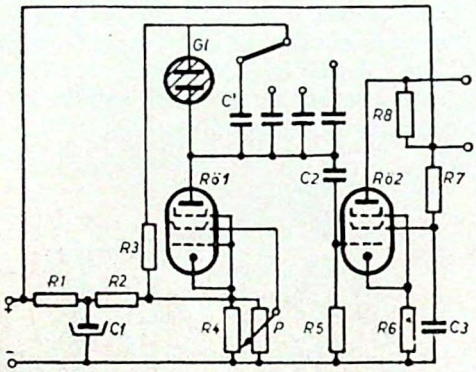

Abb. 53: Glimmröhren-Kippgerät mit Ladepenthode und nachgeschaltetem Verstärker

gelegt werden muß. Die elektrischen Daten für die Einzelteile der Schaltung Abb. 53 sind der nachstehenden Liste zu entnehmen.

Glimmröhre	Gl	
Laderöhre	$Rö_1$	RV12P2000
Verstärkerröhr.	$Rö_2$	RV12P2000
Widerstand	R_1	20 kOhm
„	R_2	30 kOhm
„	R_3	100 kOhm
„	R_4	20—50 kOhm
„	R_5	1 MOhm
„	R_6	3 kOhm

Widerstand	R_7	500 kOhm
„	R_8	200 kOhm
Kondensator	C_1	8 μF
„	C_2	20000 pF
„	C_3	0,1 μF
„	C'	0,5 μF; 0,1 μF; 10 nF; 1 nF
Potentiometer	P	100 kOhm, linear

3. Gastrioden zur Kippspannungserzeugung

Wesentlich genauer als die Glimmröhren arbeiten gasgefüllte Trioden. Diese werden auch Stromtore (Siemens), Tyratons (AEG), Gastrioden (Philips) (jeweils den Firmen geschützte Zeichen) genannt. Das genauere Arbeiten liegt daran, daß anstelle der kalten Kathode eine Glühkathode vorhanden ist, und daß das Steuergitter eine genaue Steuerung der Zündspannung ermöglicht, was besonders für die Synchronisierung wichtig ist. Diese Röhren sind wie gewöhnliche Trioden aufgebaut, jedoch mit Edelgas gefüllt. Hierdurch ist ihre Wirkungsweise eine völlig andere als die der Hochvakuum-Trioden. Mit dem Steuergitter kann lediglich die Größe der Zündspannung geregelt werden. Eine Steuerung wie bei den üblichen Trioden ist dagegen nicht möglich. Wird das Steuergitter negativ gemacht, so werden die von der Kathode ausgehenden Elektronen von den auf dem Steuergitter befindlichen abgestoßen. Es gelangen keine Elektronen in den Raum zwischen Steuergitter und Anode. Wird nun die negative Gittervorspannung kleiner gemacht, so können schließlich einzelne Elektronen über das Gitter hinaus in den Raum vor der Anode gelangen. Mit weiter sinkender Gittervorspannung erreichen mehr Elektronen diesen Raum bis schließlich die Zündung erfolgt, d. h. es tritt eine Entladung in Lichtbogenform ein. Die Anodenspannung fällt auf die Lichtbogenspannung ab. Diese ist sehr niedrig, bei der AC 50 z. B.

17 V. Abb. 54 zeigt die Steuergitterspannungs-Anodenspannungs-Kennlinie. Rechts der Kurve sperrt die Röhre, links derselben zündet sie. Aus dem Kurvenverlauf ist zu ersehen, daß mit steigender negativer Gitterspannung die Zündspannung immer größer wird.

Zum Zünden der Röhre erfolgt eine Ionisierung des Gases. Diese kann jedoch nicht schlagartig erfolgen. Durch die Ioni-

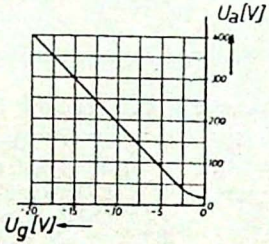

Abb. 54: Steuergitterspannungs-Anodenspannungs-Kennlinie (Zündkennlinie) der Gastriode AC 50

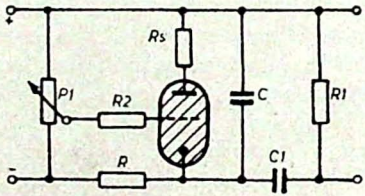

Abb. 55: Gastrioden-Kippgerät

sierungs- und Entionisierungszeiten weist die Gastriode eine obere Kippfrequenzgrenze auf, die z. B. bei der AC 50 bei 50 kHz liegt.

Abb. 55 zeigt die grundsätzliche Schaltung für ein Kippgerät mit einer Gastriode. Es wurde gegenüber der Abb. 48 lediglich die Glimmröhre Gl durch die Gastriode ersetzt. Ge-

nau wie dort ist ein Schutzwiderstand R_s, der den Anodenstrom begrenzt, vorzusehen. Der Widerstand R_2 dient der Begrenzung des Gitterstromes, um eine Überlastung des Steuergitters zu vermeiden. Am Potentiometer P_1 läßt sich die Steuerspannung für das Gitter und damit die Zündspannung einstellen, wodurch die Regelmöglichkeit für die Amplitude der Kippspannung gegeben ist. Wird ein ohmscher Widerstand R als Ladewiderstand für den Kondensator C verwendet, so ergibt sich wie bei der Glimmröhrenschaltung der Nachteil

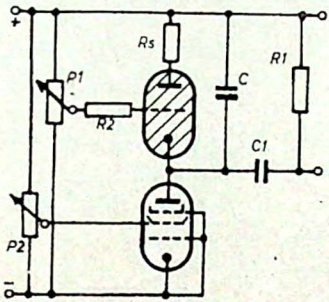

Abb. 56: Gastrioden-Kippgerät mit Ladepenthode

des exponentiellen Spannungsanstieges. Entsprechend der Abb. 52 für die Glimmröhre wird deshalb auch bei einer Gastriode besser eine Penthode als Ladewiderstand vorgesehen (Abb. 56). Das Potentiometer P_2 erlaubt wieder wie in Abb. 52 die Feinreglung der Kippfrequenz, und genau wie dort kann auch die Grobeinstellung durch Umschaltung auf verschieden große Kondensatoren erfolgen, wie es auch das ausführliche Schaltbild Abb. 57 zeigt. Die hier hinzugekommenen Widerstände R_1 und R_2 bezwecken lediglich eine Einengung des Regelbereiches des Potentiometers P_1 für die Schirmgitterspannung der Penthode. Entsprechendes gilt für die beiden Widerstände R_3 und R_4 zum Potentiometer P_2 für

die Regelung der Steuergitterspannung der Gastriode. Über den Drehkondensator C_1 wird die Synchronisierung eingekoppelt, die eine möglichst steile Flanke haben sollte. Diese kann sehr klein sein, 0,1 V reichen bereits aus. Die positiven Werte der Synchronisierspannung verkleinern die Zündspannung und steuern damit den Zündeinsatzpunkt. Die Vorschaltung einer besonderen Impulsröhre ermöglicht steile Vorderflanken zur Synchronisierung zu erhalten und verhin-

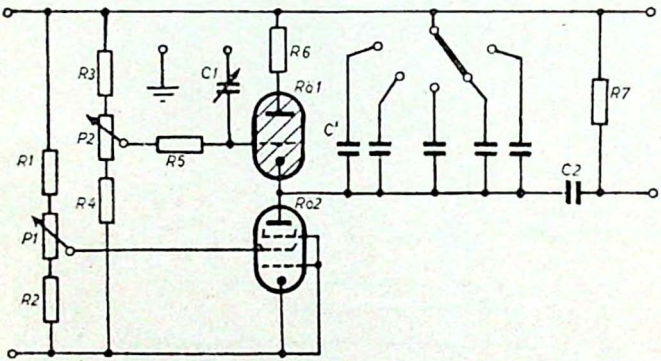

Abb. 57: Vollständiges Schaltbild eines Gastrioden Kippgerätes

dert außerdem unerwünschte Rückwirkungen auf das Meßobjekt. Bei sinusförmigen Synchronisierspannungen können Phasenverschiebungen störend wirken.

Die Gastrioden benötigen stets eine gewisse Anheizzeit (bei der AC 50 z. B. 5s), bevor die Anodenspannung angelegt werden darf. Mit steigender Leistung wird diese Zeit länger. Wird die Anodenspannung vor Ablauf dieser Zeit zugeschaltet, so müssen die in diesem Augenblick gerade heißesten Teile der Kathode den vollen Elektronenstrom liefern. Sie werden dadurch überlastet und die Lebensdauer der Röhre

sinkt erheblich ab. Außerdem verlagert sich die Zündkennlinie während der Anheizzeit, so daß das Kippgerät solange nicht frequenzstabil arbeitet.

Die Heizung der Gastriode muß aus einer gesonderten Heizwicklung erfolgen, die genügend Spannungsfestigkeit gegen die andern Wicklungen und gegen Erde haben muß, da an der Kathode der Spannungsabfall der Röhre $Rö_2$ liegt. Außerdem muß diese Wicklung sorgfältig abgeschirmt werden, damit die starken Entladeimpulse nicht auf die andern Wicklungen übertragen werden können. Eventuell muß ein gesonderter kleiner Heiztransformator vorgesehen werden.

Anhand eines Beispieles soll der Berechnungsgang für ein Kippgerät mit einer Gastriode und einer Ladepenthode gezeigt werden:

G e f o r d e r t sei eine Kippfrequenz von 10 Hz bis 25 kHz bei einer Kippspannung von 150 bis 250 V.

G e g e b e n sei die Gleichspannung $U_B = 500$ V

G e w ä h l t wird die Gastriode AC 50 mit den Daten:

Maximaler Anodenstrom: 300 mA (bei einer Frequenz größer 25 Hz)
Mittlerer Anodenstrom: 3mA (als Kippspannungsgenerator)
Maximale Anodenspannung: 300 V
Maximale Frequenz: 50 kHz
Heizspannung: 4 V
Heizstrom: 0,6 A
Anheizzeit: 5 s
Löschspannung: 17 V
Gitterspannungs-Anodenspannungs-Kennlinie (Zündkennlinie) siehe Abb. 54.
Als Laderöhre wird gewählt die EF 42
Die Schirmgitterspannungs-Anodenstrom-Kennlinie siehe Abb. 58.
Wird die Löschspannung vernachlässigt, so ist die Kippspannung gleich der Zündspannung.

Nach der Zündkennlinie Abb. 54 muß die Gittervorspannung U_g die Grenzwerte erreichen von:
$U_{g1} = -12{,}5V$ bei einer Zündspannung von $U_{z1} = 250V$ und
$U_{g2} = -8{,}0$ V bei einer Zündspannung von $U_{z2} = 150$ V.
Der Spannungsabfall U_k zwischen der Kathode der Gastriode und Minus ist gleich der Differenz aus der Gleichspannung U_B und der Zündspannung U_z, also:

$$U_k = U_B - U_z$$

$$U_{k1} = 500\ V - 250\ V = 250\ V \qquad (41)$$

$$U_{k2} = 500\ V - 150\ V = 350\ V$$

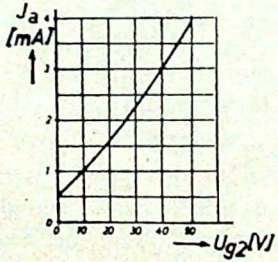

Abb. 58: Schirmgitterspannungs-Anodenstrom-Kennlinie der EF 42

Am Spannungsteiler für die Gittervorspannung müssen als Grenzwerte die Spannung U_P' und U_P'' abgegriffen werden; sie errechnen sich zu:

$$U_{P2} = U_k - U_g$$

$$U_P' = 250\ V - 12{,}5\ V = 237{,}5\ V \qquad (42)$$

$$U_P'' = 350\ V - 8{,}0\ V = 342\ V$$

Hierzu wird ein Potentiometer von $P_2 = 50$ kOhm gewählt. Sein Querstrom muß dann betragen:

$$I_{P2} = \frac{U_P'' - U_P'}{P_2} = \frac{342\ V - 237{,}5\ V}{50\ kOhm} = 2{,}05\ mA \qquad (43)$$

Am Vorwiderstand zur Minusseite muß ein Spannungsabfall von $U_{P2}' = 237{,}5$ V bei einem Strom von $J_{P2} = 2{,}05$ mA auftreten. Er erhält damit den Wert:

$$R_4 = \frac{U_{P}'}{J_{P2}} = \frac{237{,}5\ V}{2{,}05\ mA} = 116\ kOhm \qquad (44)$$

Der Vorwiderstand an der Plusseite muß einen Spannungsabfall von $U_B - U_{P2}''$ haben bei einem Strom von $J_{P2} = 2{,}05$ mA. Sein Widerstand muß damit groß werden:

$$R_3 = \frac{U_B - U_{P}''}{J_{P2}} = \frac{500\ V - 342\ V}{2{,}05\ mA} = 77\ kOhm \qquad (45)$$

Der Gitterwiderstand R_5 berechnet sich nach der Gleichung:

$$R_5 = \frac{U_g - U_s}{J_g} \qquad (46)$$

wenn U_g die negative Gittervorspannung, U_s die Synchronisierspannung und J_g der höchstzulässige Gitterstrom ist. Da jedoch die Synchronisierspannung U_s zahlenmäßig nicht bekannt ist, wird der größtmögliche Wert für den Gitterwiderstand von $R_5 = 500$ kOhm gewählt. Hiervon entfallen bereits auf das Potentiometer P_2 und auf den Vorwiderstand R_4 $P_2 + R_4 = 50$ kOhm $+ 116$ kOhm, also 166 kOhm. R_5 erhält damit die Größe

$$R_5 = 500\ kOhm - 166\ kOhm = 334\ kOhm \qquad (47)$$

Der Anodenwiderstand R_6 wird dimensioniert nach der Gleichung:

$$R_6 = \frac{U_{zmax}}{J_{amax}} = \frac{250\ V}{300\ mA} = 835\ Ohm \qquad (48)$$

worin U_{zmax} die größte Zündspannung und J_{amax} der größte Anodenstrom sind. Der Ladekondensator C' läßt sich nach der Formel berechnen:

$$C' = \frac{t}{f \cdot U} \qquad (49)$$

worin f die Kippfrequenz und U die Kippspannung von hier 150 bis 250 V sind. Der Ladestrom, der gleich dem Anodenstrom der Ladepenthode ist, kann der Schirmgitterspannungs-Anodenstrom-Kennlinie Abb. 58 entnommen werden. Er möge 1 bis 3 mA betragen. Er sollte nicht zu klein gewählt werden, da sonst Kriechströme Störungen in der Schaltung hervorrufen können. Der Ladestrom läßt sich durch Ändern der Schirmgitterspannung U_{g2} regeln, wie die Kennlinie Abb. 58 zeigt. Durch die Änderung des Anodenstromes ergibt sich dann auch eine Änderung der Kippfrequenz. Ein Potentiometer P_1 zur Schirmgitterspannungsregelung erlaubt also eine Feinverstellung der Frequenz. Der Regelbereich verhält sich wie 1:3, wenn eine Anodenstromänderung von 1 bis 3 mA gewählt wird. Werden die Ladekondensatoren C' im Verhältnis 1:2,5 abgestuft, so ergibt sich eine wünschenswerte Überlappung der Frequenzbereiche.

Die niedrigste Kippfrequenz soll auch noch bei der niedrigsten Kippspannung von 150 V erreicht werden. Sie ergibt sich im übrigen bei dem kleinsten Ladestrom von 1 mA. Der größte Ladekondensator C'_1 muß deshalb eine Größe erhalten von:

$$C'_1 = \frac{1 \cdot 10^{-3} A}{10\ Hz \cdot 150\ V} = 666000\ pF \qquad (50)$$

Durch das Potentiometer P_1 als Feinregler reicht der Kondensator bis zur Frequenz f = 300 Hz. Da die Kondensatoren im Verhältnis 1:2,5 abgestuft werden sollten, muß jeder folgende Kondensator den 1:2,5 fachen Wert des vorangehenden haben. Diese werden also:

$C'_1 = 666000$ pF; $C'_4 = 42500$ pF; $C'_7 = 2720$ pF;
$C'_2 = 266000$ pF; $C'_5 = 17000$ pF; $C'_8 = 1090$ pF;
$C'_3 = 107000$ pF; $C'_6 = 6800$ pF; $C'_9 = 435$ pF.

Der kleinste Kondensator C'_9 muß um die Schaltkapazität kleiner gemacht werden.

Nach der Schirmgitterspannungs-Anodenstrom-Kennlinie Abb. 58 wird ein Anodenstrom von 1 mA erreicht bei einer Schirmgitterspannung von $U_{g2'} = 9$ V und ein Anodenstrom von 3 mA bei einer Schirmgitterspannung von $U_{g2''} = 42$ V. Es fließt ein maximaler Schirmgitterstrom von 0,7 mA. Wenn der Querstrom J_{P1} durch das Potentiometer P_1 etwa den zehnfachen Wert des Schirmgitterstromes erreicht, so verläuft die Regelung linear. Danach ergibt sich ein Wert für das Potentiometer P_1 von:

(51)

$$P_1 = \frac{U_{g2''} - U_{g2'}}{J_{P1}} = \frac{42\,V - 9\,V}{7\,mA} \approx 5\,kOhm \qquad (51)$$

Der Festwiderstand an der Minusseite wird bei dem geforderten Spannungsabfall von $U_{g2'} = 9$ V zur sicheren Erreichung des Wertes auf nur 7 V festgelegt. Es fließt ein Strom von $J_{P1} = 7$ mA, damit erhält der Widerstand den Wert:

(52)

$$R_2 = \frac{U_{g2}^{*}}{J_{P1}} = \frac{7\,V}{7\,mA} = 1\,kOhm \qquad (52)$$

Der Festwiderstand an der Plusseite muß einen Spannungsabfall von der Gleichspannung U_B minus der Schirmgitterspannung $U_{g2''}$ aufweisen. Letztere wird zur Sicherheit etwas heraufgesetzt auf den Wert $U_{g2}^{**} = 45$ V. Der Strom beträgt wiederum $J_{P2} = 7$ mA. Der Widerstand R_1 muß also die Größe erhalten:

(53)

$$R_1 = \frac{U_B - U_{g2}^{**}}{J_{P1}} = \frac{500\,V - 45\,V}{7\,mA} = 65\,kOhm \qquad (53)$$

Wenn der Ableitwiderstand an den Zeitplatten der Elektronenstrahlröhre, dessen Höchstwert von den Röhrenherstellern angegeben wird, $R_7 = 2$ MOhm beträgt, so muß für die kleinste Kippfrequenz von $f = 10$ Hz die Zeitkonstante aus dem RC-Glied R_7 und C_2 ein mehrfaches der Schwin-

gungsdauer der niedrigsten Kippfrequenz aufweisen. Wenn der fünffache Wert zugrundegelegt wird, muß daher der Kopelkondensator C_2 mindestens die Größe erhalten:

(54)

$$C_2 = \frac{5}{R_7 \cdot f} = \frac{5}{2\ MOhm \cdot 10\ Hz} = \frac{5}{2 \cdot 10^6 \cdot 10} = 0{,}25\ \mu F$$

(54)

4. Der Multivibrator

Bei den Gastrioden-Schaltungen wurde bereits darauf hingewiesen, daß diese wegen der Ionisierungs- und Entionisierungszeiten eine obere Grenze für die Kippfrequenz aufweisen. Sollen Kippspannungen höherer Frequenzen als etwa 150 kHz Wiederholfrequenz beispielsweise zum Oszillographieren hochfrequenter Vorgänge erzeugt werden, so muß man diese durch Röhrenschaltungen gewinnen. Geeignet sind hierzu die sogenannten „Multivibratoren". Das sind zweistufige, widerstandsgekoppelte Verstärker mit fester Rückkopplung. Durch die feste Rückkopplung pendeln sie dauernd zwischen zwei stabilen Zuständen hin und her, wobei abwechselnd die eine oder die andere Röhre gesperrt ist.

Die Wirkungsweise des Multivibrators geht aus dem Prinzipschaltbild Abb. 59 und den Potential-(Spannungs-)Verläufen an der Anode U_{a1} und dem Gitter U_{g1} der einen Multivibratorröhre und an der Anode U_{a2} und dem Gitter U_{g2} der andern Multivibratorröhre in Abhängigkeit von der Zeit Abb. 60 hervor. Es möge beispielsweise gerade der Anodenstrom der Röhre 2 ansteigen, damit nimmt der Spannungsabfall am Anodenwiderstand R_4 zu und die Anodenspannung U_{a2} ab. Über den Rückkopplungsweg von der Anode der Röhre 2 über den Kondensator C_1 an das Gitter der Röhre 1 wird in demselben Maße die Gitterspannung U_{g1} der Röhre 1 negativer. Es muß dadurch der Anodenstrom der Röhre 1 sinken.

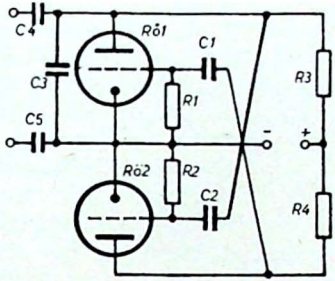

Abb. 59: Der Multivibrator

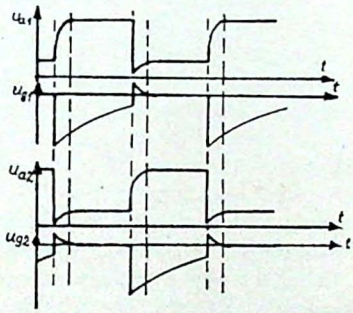

Abb. 60: Die Spannungsverläufe an den Anoden und Gittern der beiden Multivibratorröhren

Hierdurch wird auch der Spannungsabfall am Anodenwiderstand R_3 kleiner und die Spannung U_{a1} an der Anode dieser Röhre steigt an. Über den Rückkopplungsweg dieser Röhre von der Anode über den Koppelkondensator C_2 an das Gitter der andern Röhre tritt eine entsprechende Zunahme der Spannung U_{g2} am Gitter der Röhre 2 auf. Dieser Vorgang setzt sich solange stetig fort, bis die Röhre 1 gesperrt ist und die Röhre 2 ihren vollen Anodenstrom führt. Damit hat die Anodenspannung U_{a1} der Röhre ihren Höchstwert

und bei der Röhre 2 U_{a2} ihren Tiefstwert erreicht. Dieser Anstiegsvorgang des Anodenstromes der einen Röhre und des Abfallvorgangs der andern in bezug auf die Anodenströme und -spannungen läuft in einem Zeitabschnitt von 100 μs ab. Die Röhre 1 sperrt, sobald ihre Gitterspannung unter die Sperrspannung abgesunken ist. Diese Gitterspannung ist die Folge der negativen Aufladung des Koppelkondensators C_1. Sobald nun die eine Grenzlage erreicht ist, in der die Röhre 1 sperrt, beginnt der Koppelkondensator C_1 sich über den zugehörigen Gitterableitwiderstand R_{g1} zu entladen. Der zeitliche Verlauf der Spannung U_{g1} am Gitter 1 folgt während dieser Entladezeit einer Exponentialfunktion. Während dieser Zeit bleibt der Zustand des Verstärkers bezüglich der Anodenströme und infolgedessen auch der Spannung am Gitter der Röhre 1 stehen, bis die Gitterspannung U_{g1} größer wird als die Sperrspannung. Nun beginnt der Anodenstrom der Röhre 1 zu steigen. Der Vorgang beginnt aufs neue, wobei die Arbeitsweise beider Röhren gegenüber dem abgelaufenen Vorgang gerade vertauscht ist. Der Anodenstrom in der Röhre 1 steigt, die Anodenspannung U_{a1} an der Röhre 1 sinkt, der Anodenstrom der Röhre 2 fällt ab bis die Röhre sperrt und die Anodenspannung U_{a2} steigt bis auf ihren Höchstwert an. Da die Koppelkondensatoren und die Gitterableitwiderstände beider Röhren, die die Entladezeit und damit die Zeit des stabilen Zustandes bestimmen, nicht gleich groß sein müssen, brauchen die Höchst- und die Kleinstwertzeiten der Anodenströme einer Röhre nicht gleich zu sein. Es lassen sich diese Zeiten ohne weiteres auch so unterschiedlich machen, daß Impulsfolgen erzeugt werden können.

Die Anodenspannungsverläufe Abb. 60 zeigen einen fast rechteckförmigen Verlauf, sie sind also stark oberwellenhaltig. Daher hat diese Schaltung auch ihren Namen bekommen, denn Multivibrator bedeutet „Vielfachschwinger". Die obere Grenze der Wiederholfrequenz wird im wesentlichen durch die unvermeidlichen Schaltkapazitäten bestimmt.

Wird parallel zur einen Multivibratorröhre ein Kondensator geschaltet, so lädt sich dieser während der Sperrzeit der Röhre auf und entlädt sich nach dem Umkippen durch den großen Anodenstrom. Die Zeitkonstanten müssen, wenn der Multivibrator als Kippspannungserzeuger arbeiten soll, sehr verschieden groß sein, damit lange Ladezeiten für den Hinlauf des Elektronenstrahles entstehen. Hingegen muß die Entladezeit sehr kurz sein, damit der Rücklauf entsprechend schnell erfolgt. Die Lade- und Entladezeiten richten sich nach den Zeitkonstanten der beiden RC-Glieder, sie sind gleich der Zeitkonstanten, also

$$T = C \cdot R \tag{55}$$

Werden ungleichlange Zeitkonstanten, wie es ja für den Kippspannungserzeuger erforderlich ist, gewählt, so ist die Zeitkonstante für die gesamte Schaltung gleich dem arithmetischen Mittelwert aus beiden Zeitkonstanten, also:

$$t = \frac{R_1 \cdot C_1 + R_2 \cdot C_2}{2} \tag{56}$$

Die Bezeichnungen sind der Schaltung Abb. 59 entnommen. Die Wiederholfrequenz ist gleich dem reziproken Wert der Zeit t:

$$f = \frac{1}{t} \tag{57}$$

Da die Zeitkonstanten die Kippfrequenz bestimmen, läßt sich die Regelung der Frequenz durch Umschalten der Koppelkondensatoren als Grobstufen und Ausbildung der Gitterableitwiderstände als Drehwiderstände als Feineinstellung vornehmen. Als wesentlicher Nachteil dieser Schaltung ergibt sich der exponentielle Verlauf der Ladekurve, da die Aufladung über einen (Anoden)widerstand erfolgt. Außerdem müssen zur Frequenzänderung stets zwei Koppelkondensatoren umgeschaltet werden. Auch die Drehwiderstände müssen als Doppeldrehwiderstände ausgebildet werden. Die Schwierigkeiten bei der Frequenzänderung kann man umgehen, in-

dem man die Anode der Multivibratorröhre, an der die Kipp=spannung nicht abgenommen wird, direkt an das Gitter der andern Röhre legt, also weder einen Koppelkondensator noch einen Gitterableitwiderstand verwendet. Der exponentielle Spannungsanstieg wird zu einem geradlinigen, wenn man in die Kathodenleitung der einen Multivibratorröhre eine Lade=penthode schaltet. (Abb. 61).

Diese Laderöhre erzwingt genau wie bei den Schaltungen mit Glimmröhren und Gastrioden einen linearen Spannungs=

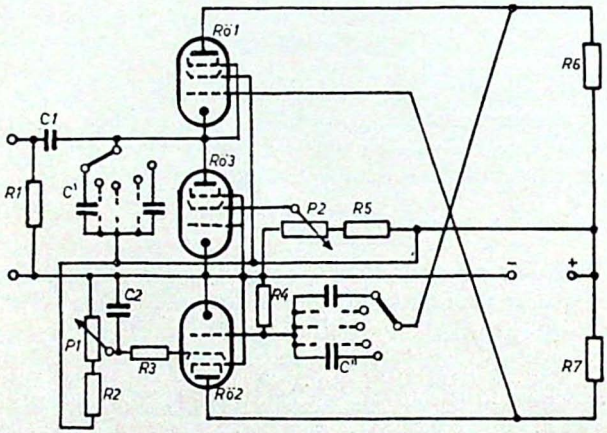

Abb. 61: Kippgerät in Multivibratorschaltung

verlauf bei der Aufladung. Nun wird auch lediglich noch der Koppelkondensator und der Kondensator an dem die Kipp=spannung abgenommen wird (C'' und C) umgeschaltet. Die Feinregelung der Frequenz erfolgt durch Veränderung der Schirmgitterspannung der Laderöhre ($Rö_3$) mittels eines Po=tentiometers P_2 genau wie bei der Kippschaltung mit einer Gastriode. Die Amplitudenregelung wird an dem Potentiome=

ter P_1 vorgenommen, mit dem die Schirmgitterspannung der Multivibratorröhre 2 geändert wird. Eine Synchronisierung kann auf das Schirmgitter über einen Koppelkondensator gegeben werden. Meist wird jedoch, um die Synchronisierspannungsquelle, die im allgemeinen das Meßobjekt selbst sein wird, nicht zu beeinflussen, also um rückwirkungsfrei zu bleiben, diese über eine besondere Röhrenstufe zugeführt.

5. Der Transitron-Miller-Integrator

Das Kippgerät in Multivibratorschaltung vermag zwar alle Ansprüche, die an ein solches Gerät gestellt werden können, zu befriedigen, jedoch ist der dafür zu treibende Aufwand auch recht hoch. Es soll deshalb abschließend noch eine Schaltung beschrieben werden, die mit nur einer Röhre sehr gut lineare Kippspannungen liefert, deren Amplitude ausreicht, um den Elektronenstrahl über den gesamten Schirm einer kleineren Elektronenstrahlröhre auszulenken. Wegen des geringen Aufwandes insbesondere an Röhren eignet sich diese Schaltung, die sonst nur wenig verwendet wird, ganz besonders gut für den Selbstbau.

Abb. 62 zeigt die sehr einfache Prinzipschaltung. Es wird eine ganz gewöhnliche Penthode wie etwa die EF 42 oder EF 50 verwendet. Es ist lediglich darauf zu achten, daß das Bremsgitter der Röhre herausgeführt ist und nicht innerhalb der Röhre mit der Kathode Verbindung hat.

Zur Erläuterung der Wirkungsweise sei angenommen, daß der Anodenstrom durch ein stark negatives Bremsgitter gesperrt sei. Es liegt dann am Kondensator C_1 die volle Gleichspannung U_B, denn der zweite Belag des Kondensators liegt wegen des Gitterstromes nahezu auf Kathodenpotential. Die Röhre möge entsperrt werden, indem die negative Bremsgitterspannung fortfällt. Es tritt ein Anodenstromstoß auf, der einen Spannungsabfall am Widerstand R_2 zur Folge hat. Dieser gelangt über C_1 an das Steuergitter, das dadurch eine

kleine negative Vorspannung bekommt. Der Gitterstrom wird unterbrochen. Der Kondensator C_1 entlädt sich über die beiden Widerstände R_1 und R_2. Dabei wird die negative Gittervorspannung allmählich immer kleiner, der Anodenstrom wächst an und der Spannungsabfall am Widerstand R_2 wird größer. Dieser Spannungsabfall hat ebenfalls einen Strom nach C_1 zur Folge, der die gleiche Richtung hat wie der Entladestrom, denn der Spannungsabfall am Widerstand R_2 und die Spannung am Kondensator sind in Reihe geschaltet. Durch diesen Vorgang bleibt der Gesamtstrom durch den Wi-

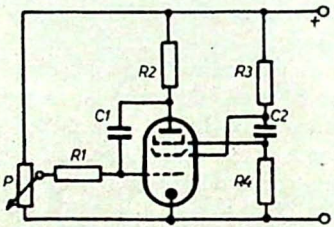

Abb. 62: Der Transitron-Miller-Integrator

derstand R_1 fast konstant, denn eine kleine Verringerung des Gesamtstromes durch den Widerstand R_1 macht die negative Gittervorspannung kleiner, wodurch aber wieder der Anodenstrom und damit der Spannungsabfall am Widerstand R_2 größer wird. Durch das Absinken der Spannung an der Anode wird also das Größerwerden der Gittervorspannung gebremst. Die Anodenstromänderung erfolgt durch eine nur kleine Stromänderung im Widerstand R_1. Die Entladung läuft deshalb in einem nur kleinen Bereich der Gesamtspannung am Kondensator C_1 ab. In diesem kleinen Bereich ist die Entladung aber weitgehend linear. Damit sind aber Anodenstromzunahme und Spannungsabfall am Widerstand R_2 ebenfalls weitgehend linear (siehe Abb. 63

oben). Wird R_1 mehr zur negativen Seite des Potentiometers P abgegriffen, so verläuft die Entladung langsamer, da hierdurch aber die Kippfrequenz bestimmt wird, ergibt sich eine einfache Regelmöglichkeit durch das Potentiometer.

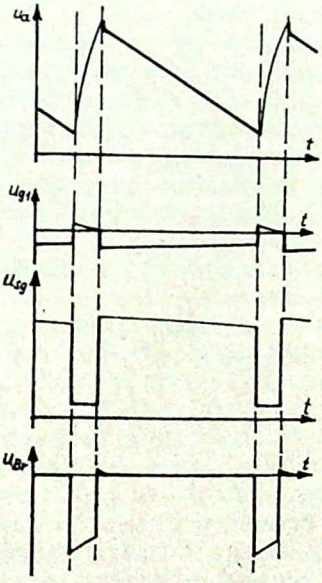

Abb. 63: Der Spannungsverlauf an Anode (Ua), Steuergitter (Ugl), Schirmgitter (Usg) und Bremsgitter (U Br)

Die Ablenkfrequenz wird von dem Ladekondensator C_1, dem Entladewiderstand R_1 und der am Potentiometer P abgegriffenen Spannung U bestimmt. Die Entladezeit beträgt:

$$t = (U_B - i \cdot R_2) \frac{R_1 \cdot C_1}{U} \qquad (58)$$

worin i der Anodenstrom und U_B die Gleichspannung vor dem Anodenwiderstand ist. Die Kippfrequenz ist unter Vernachlässigung der Ladezeit:

$$f \approx \frac{1}{t} \tag{59}$$

(59)

Die Entladung geht soweit, bis die Anodenspannung an den Knick der Anodenspannungs-Anodenstrom-Kennlinie gelangt und unter die Schirmgitterspannung sinkt. Jetzt sinkt der Anodenstrom und gleichzeitig steigt der Schirmgitterstrom, wodurch die Schirmgitterspannung abnimmt. Diese sinkende Schirmgitterspannung gelangt als negativer Stoß über den Kondensator C_2 an das Bremsgitter. Dadurch sinkt der Anodenstrom noch mehr, der Schirmgitterstrom steigt deshalb wiederum, die Schirmgitterspannung sinkt und über C_2 wird das Bremsgitter noch negativer. Schließlich wird der Anodenstrom gesperrt. Der Kondensator C_1 kann sich wieder über den Widerstand R_2 aufladen. Die Bremsgitterspannung ändert sich so, daß wieder ein Anodenstrom fließen kann. Die Anodenspannung wird größer als die Schirmgitterspannung, der Schirmgitterstrom sinkt, die Schirmgitterspannung wird größer, es gelangt ein positiver Stoß auf das Bremsgitter, die Entladung und die Entsperrung der Röhre beginnen. Der Spannungsverlauf an der Anode, am Steuergitter, am Schirmgitter und am Bremsgitter sind in der Abb. 63 gezeigt. Die Aufladungszeit, die den Elektronenstrahlrücklauf bestimmt, ist unabhängig von der Entladezeit, also der Kippfrequenz. Die Kapazität geht in Lade- und Entladezeit ein, jedoch nicht die vom Potentiometer P abgegriffene Spannung. Es sollte daher der durch das Potentiometer P zu bestreichende Feinbereich nicht zu groß sein; 1:10 sollte nicht überschritten werden. Die Frequenzumschaltung in Stufen erfolgt durch Umschalten der beiden Kondensatoren C_1 und C_2.

Die Synchronisierspannung kann über einen Kondensator dem Bremsgitter zugeführt werden und mit Hilfe eines Potentiometers geregelt werden. Am Schirmgitter kann die Span-

nung für die Rücklaufverdunklung abgenommen werden. Eine ausführliche Schaltung mit den elektrischen Daten der Schaltelemente ist in der Baubeschreibung für einen Oszillographen abgebildet.

IV. Verstärker

1. Die Frequenzgrenzen

In den vorangegangenen Ausführungen über die Wirkungsweise der Elektronenstrahlröhre wurde wiederholt darauf hingewiesen, daß die Steuerung des Elektronenstrahles bei Röhren mit elektrostatischer Ablenkung leistungslos erfolgt. Dies ist ein wesentlicher Vorteil gegenüber andern Meßwerken wie z. B. dem Schleifenschwinger des Lichtstrahloszillographen. Außer der Leistungsaufnahme kommen zur Beurteilung der Brauchbarkeit eines Meßgerätes aber noch weitere Gesichtspunkte hinzu wie die Genauigkeit und die Empfindlichkeit. Die Genauigkeit der Elektronenstrahlröhre wird im wesentlichen durch die Strichstärke bestimmt. Die Empfindlichkeit ist relativ gering. Zur vollen Auslenkung des Elektronenstrahles werden Spannungen von mehreren hundert Volt benötigt. Sehr häufig sollen aber gerade Spannungen von nur wenigen Volt oder gar nur Millivolt oszillographiert werden. Deshalb muß eine Verstärkung solch kleiner Spannungen erfolgen. Damit keine Verfälschung der Kurvenform im Verstärker eintreten kann, müssen an diesen gewisse Anforderungen gestellt werden, die erheblich weiter gehen als etwa bei einem Niederfrequenz-Verstärker in Rundfunkgeräten. Folgende Bedingungen muß der Verstärker erfüllen:

1. Sein Eingang muß hochohmig sein, damit die nahezu leistungslose Steuerung erhalten bleibt.

2. Innerhalb einer Frequenzbandbreite, die sich nach den gewünschten Messungen richtet (NF-Messungen oder HF-Messungen) muß die Verstärkung bei den verschiedenen Frequenzen gleich bleiben.
3. Innerhalb dieses Frequenzbandes darf auch die Phasenverschiebung bei den verschiedenen Frequenzen nicht wesentlich voneinander abweichen.
4. Die Verstärkung muß sich genügend weit herunterregeln lassen. Diese Regelung muß frequenzunabhängig sein.
5. Es dürfen keine Einstreuungen in den Verstärker erfolgen (z. B. durch den Netzwechselstrom).

Die Forderung, daß zur leistungslosen Steuerung der Eingang hochohmig sein muß, ist leicht einzusehen. Je kleiner der Eingangswiderstand wird, umso größer muß nach dem ohmschen Gesetz der Strom werden der fließt. Damit steigt aber auch der Leistungsentzug aus dem Meßobjekt an.

Die Forderung der Amplitudentreue und die Forderung der Phasentreue kann grundsätzlich jeder Verstärker nur innerhalb eines bestimmten Frequenzbandes erfüllen. Von einer gewissen Frequenz ab zu höheren Frequenzen nimmt die Verstärkung ab und wird die Phasenverschiebung größer, beide bezogen auf mittlere Frequenzen.

Diese Erscheinung gilt für jeden Verstärker, wobei es völlig gleichgültig ist, ob es sich dabei um einen RC-Verstärker, einen Resonanzverstärker oder gar einen Kettenverstärker handelt. Lediglich in der absoluten Höhe dieser Frequenzgrenze unterscheiden sich die verschiedenen Verstärker voneinander. Bei den tiefen Frequenzen gilt dasselbe. Es gibt auch hier für jeden Verstärker eine untere Frequenzgrenze, wenn vom reinen Gleichspannungsverstärker, der bereits die Frequenz Null also reine Gleichspannung amplituden- und phasengetreu verstärkt, abgesehen wird.

Als Meßverstärker in Oszillographen werden überwiegend RC-Verstärker, also Verstärker mit Anodenwiderstand und kapazitiver Kopplung von der Anode der einen Röhre zum

Gitter der nächsten Röhre, verwendet, wie sie in derselben Art auch als Niederfrequenz-Verstärker in Rundfunkgeräten benutzt werden. Abb. 64 zeigt das Prinzipschaltbild eines solchen Verstärkers mit zwei Trioden. Hierin ist R_a der Anodenwiderstand der Röhre 1, C_g der Koppelkondensator von der Anode der Röhre 1 zum Gitter der Röhre 2 und R_g der Gitterableitwiderstand der Röhre 2. U_b und R_b stellen das Ersatzschaltbild der Anodenspannungsquelle mit der Spannung U_b und dem Innenwiderstand R_b dar. Durch den mechanischen Aufbau jeder Röhre aus Kathode, Steuer-

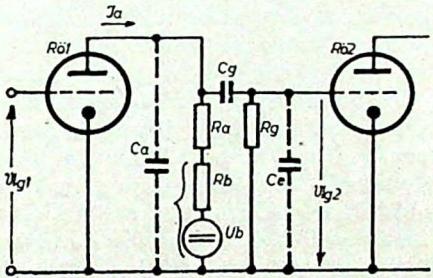

Abb. 64: Prinzipschaltbild eines zweistufigen RC-Verstärkers

gitter und eventuell weiteren Gittern und Anode bedingt, muß eine Kapazität zwischen den einzelnen Elektroden auftreten; die Elektroden wirken wie die sehr kleinen Platten eines Kondensators. C_a ist in dem Schaltbild das Ersatzzeichen, das die Kapazität zwischen Kathode und Anode der Röhre 1 angibt. Gitter und Kathode haben ebenfalls eine Kapazität C_g gegeneinander, zwischen Gitter und Anode liegt eine Kapazität C_{ag}, die mit in die Ersatzkapazität zwischen Gitter und Kathode C_e, auch „dynamische Eingangskapazität" genannt, eingeht. Wenn V die Verstärkung ist, so beträgt die dynamische Eingangskapazität C_e:

(60) $$C_e = C_g + (1 + V) \cdot C_{ag} \qquad (60)$$

Die Kapazität C_a liegt parallel zu der Reihenschaltung aus den beiden Widerständen R_a und R_b. R_b sei viel kleiner als R_a, was praktisch stets zu erreichen ist. An R_a ruft der Anodenstrom entsprechend seiner Größe nach dem ohmschen Gesetz einen Spannungsabfall hervor. Sein Wechselspannungsanteil gelangt über den Koppelkondensator an das Gitter der Röhre 2 und steuert damit diese Röhre.

Nun durchfließt aber der Anodenstrom, der allein ja die zweite Röhre steuert, nicht nur den Anodenwiderstand R_a, sondern auch die Kapazität C_a. Für niedrige Frequenzen ist dieser Strom sehr klein, mit steigender Frequenz aber wird er immer größer, da der Widerstand einer Kapazität zu höheren Frequenzen hin immer mehr abnimmt. Die Parallelschaltung aus der Kapazität C_a und dem Anodenwiderstand R_a ist also frequenzabhängig, ihr Widerstand wird mit steigender Frequenz kleiner. Zum selben Anodenstrom gehört also bei höheren Frequenzen ein kleinerer Spannungsabfall an dem Widerstand. Die Steuerspannung am Gitter der Röhre 2 ist damit nicht nur eine Funktion des Anodenstromes, sondern auch eine der Frequenz. Dieselben Überlegungen gelten auch für die Parallelschaltung aus dem Gitterableitwiderstand R_g und der dynamischen Eingangskapazität C_e.

Der Amplitudenabfall bei den tiefen Frequenzen ist bedingt durch den Koppelkondensator C_g. Die an R_a anliegende Wechselspannung liegt auch an der Reihenschaltung aus der Koppelkapazität C_g und dem Gitterableitwiderstand R_g. An das Gitter der Röhre 2 kann indessen nur die Spannung gelangen, die auch am Gitterableitwiderstand R_g liegt. Der Kondensator C_g und der Widerstand R_g bilden einen Spannungsteiler. Bei hohen Frequenzen ist der Widerstand von C_g sehr viel kleiner als der des Widerstandes R_g, praktisch liegt dann die Spannung, die an C_g plus R_g liegt auch an R_g. Jedoch mit sinkender Frequenz wird der Widerstand von C_g immer größer und damit wird die Spannung, die an R_g liegt immer mehr verschieden von der, die an C_g plus R_g liegt. Mit sin-

kender Frequenz gelangt also nur noch ein stetig kleiner werdender Teil der Spannung, die am Anodenwiderstand R_a abfällt an das Gitter der Röhre 2. Bei diesen niedrigen Frequenzen tritt C_a wegen seines hier sehr hohen Widerstandes ebensowenig in Erscheinung wie umgekehrt C_g bei hohen Frequenzen. Untere und obere Frequenzgrenze sind weitgehend unabhängig voneinander. Auch die möglichen Maßnahmen diese Frequenzgrenzen nach oben und nach unten hinauszuschieben, beeinflussen sich bis zu einem gewissen Grade gegenseitig nicht.

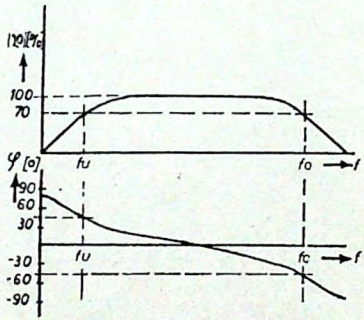

Abb. 65: Verstärkung und Phasenlage eines RC-Verstärkers in Abhängigkeit von der Frequenz

Sowohl die Parallelschaltung aus der Kapazität C_a, die einen Blindwiderstand darstellt, und dem ohmschen Widerstand R_a als auch die Reihenschaltung aus der Kapazität C_g und dem Widerstand R_g sind Scheinwiderstände, d. s. Widerstände, die aus ohmschen- und Blindwiderständen zusammengesetzt sind. Bei solchen Scheinwiderständen tritt außer der Änderung des Widerstandswertes mit der Frequenz auch eine Änderung der Phasenlage der Spannung ein.

Die Abb. 65 zeigt das Diagramm für die Verstärkung mit dem Abfall bei tiefen und bei hohen Frequenzen. Darunter

ist die von der Frequenz abhängige Phasenlage angegeben. Da die RC-Verstärker allgemein im Niederfrequenzteil der Rundfunkempfänger üblich sind, wurde die Definition der unteren und der oberen Frequenzgrenze nach den Bedürfnissen in der Rundfunktechnik übernommen. Ein Spannungsabfall auf 70 Prozent des Wertes, der bei mittleren Frequenzen vorliegt und eine Phasendrehung von 45° ist gerade die mit dem Ohr wahrnehmbare Grenze. Deshalb wurden diese Werte in der Tonfrequenztechnik als Grenzfrequenzen fest-

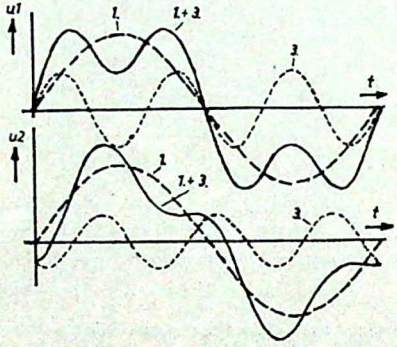

Abb. 66: Aus Grundwelle (1.) und 3. Oberwelle (3.) gebildete Welle (1.+3.) (oben). Darunter dieselbe Welle bei einem Verstärkungsabfall von 30 % und 45° Phasenverschiebung. Die Verzerrungen sind groß

gelegt. Auch in der Meßtechnik wird leider im allgemeinen die Grenzfrequenz so angegeben. Dabei sind tatsächlich die Verzerrungen für diese Verhältnisse schon unzulässig hoch. Dies ist nach der Abb. 66 sofort ersichtlich. In der oberen Hälfte des Bildes ist eine Kurve gezeigt, die aus der Welle 1. und ihrer dritten Oberwelle 3. gebildet wurde. Die untere Hälfte des Bildes zeigt dieselbe Welle am Ausgang des Verstärkers, wenn die 3. Oberwelle nur mit 70 % der Grund-

welle verstärkt wird und eine Phasendrehung von 45° erhält; beide Kurven haben keine Ähnlichkeit mehr miteinander.

Es wurde bereits festgestellt, daß jeder Verstärker eine obere Frequenzgrenze hat. Diese läßt sich jedoch durch schaltungstechnische Maßnahmen bis zu einem gewissen Grade zu höheren Frequenzen hin verschieben.

Der einfachste Weg, eine konstante Amplitude auch bei höheren Frequenzen zu erreichen, ist der, die Ursachen für den Verstärkungsabfall durch entsprechende Dimensionierung der Schaltelemente zu berücksichtigen. Hierbei wird also die grundsätzliche Schaltung der Abb. 64 beibehalten. Die Ursache für die obere Frequenzgrenze ist in der Röhrenkapazität und den Schaltkapazitäten zu suchen. Nun weisen die Röhren stark unterschiedliche Kapazitäten auf. Für breitbandige Verstärkung wird also nicht jede Röhre gleich gut geeignet sein. Zur Auswahl der günstigsten Röhrentype dient folgendes Gesetz: Das Produkt aus mittlerer Verstärkung V_m und der Bandbreite B ist proportional der Steilheit S geteilt durch die Summe der Röhren-Eingangs- und Anoden-Kathodenkapazitäten und der Schaltkapazitäten, also:

$$V_m \cdot B \sim \frac{S}{C_e + C_a + C_s} \qquad (61)$$

(61)

wenn C_e die dynamische Eingangs-, C_a die Anoden-Kathoden- und C_s die Schaltkapazität ist. Aus diser Formel geht hervor, daß infolge der Schaltkapazität C_s eine Röhre mit zweimal so großem Gütefaktor S/C gegenüber einer zweiten Röhre noch nicht die doppelte Verstärkung ergibt. Bei gleichem Gütefaktor S/C wäre jedoch die Röhre mit der größeren Steilheit S vorzuziehen. Hiernach ist die Auswahl einer geeigneten Röhre nicht mehr schwierig, da alle benötigten Angaben den Datenblättern der Röhrenhersteller entnommen werden können. Da die Schaltkapazitäten parallel zur Anoden-Kathoden- und Eingangskapazität liegen und in derselben Größenordnung wie diese liegen, hilft auch eine

wohldurchdachte Verdrahtung mit kurzen Leitungen, um die obere Frequenzgrenze nicht unnötig niedrig werden zu lassen.

Schalt- und Röhrenkapazitäten lassen sich wohl bis zu einem gewissen Grad verkleinern, jedoch nie völlig aufheben. Daraus erklärt es sich auch, daß der RC-Verstärker eine obere Frequenzgrenze haben muß.

Der Amplitudenabfall bei höheren Frequenzen ist bedingt durch die Parallelschaltung aus der Kapazität C_a und dem Widerstand R_a und der Parallelschaltung aus C_g und R_g in der Abb. 64. Wird nun der Anodenwiderstand R_a verkleinert, so bestimmt er in stärkerem Maße den Gesamtwiderstand aus R_a und C_a oder mit andern Worten ausgedrückt: der Einfluß von C_a wird nun erst bei höheren Frequenzen spürbar, womit die Frequenzgrenze nach oben verschoben wird. Leider hat diese Maßnahme aber beträchtliche Nachteile. Bei einer bestimmten Amplitude der Steuerspannung U_{g1} am Gitter der Röhre 1 hat der Anodenstrom ebenfalls einen bestimmten Wert. Dieser Anodenstrom ruft den Spannungsabfall am Anodenwiderstand hervor. Wird R_a auf den halben Wert verkleinert, so ist der Spannungsabfall an diesem Widerstand bei gleichem Anodenstrom nur halb so groß, d. h. aber die Verstärkung ist auf den halben Wert zurückgegangen, denn diese ist festgelegt zu:

$$V = \frac{U_{g2}}{U_{g1}} = S\,|\mathfrak{R}_p| \qquad (62)$$

Worin $|\mathfrak{R}_p|$ der Widerstand aus der Parallelschaltung von R_a und C_a, U_{g2} die Spannung am Gitter der 2. Röhre und U_{g1} die Spannung am Gitter der 1. Röhre ist. Trotz dieses großen Nachteils wird bei Breitband-Verstärkern von dieser Maßnahme viel Gebrauch gemacht, da sie sehr wirksam ist. Gegenüber den Niederfrequenz-Verstärkern in Rundfunkgeräten werden also hier die Anodenwiderstände sehr klein gemacht, ihr Wert kann je nach der geforderten Bandbreite bis zu 500 Ohm und weiter herunter gehen. Hieraus er-

gibt sich, daß bei gleicher Stufenzahl und Röhrentype ein Verstärker mit größerer Bandbreite eine kleinere Verstärkung ergibt, oder was dasselbe ist, für eine feste vorgeschriebene Verstärkung werden mit steigender Bandbreite immer mehr Stufen benötigt.

Da nicht nur die Parallelschaltung aus C_a und R_a frequenzabhängig ist, sondern genauso die Parallelschaltung aus dem Gitterableitwiderstand R_g und dem dynamischen Eingangswiderstand C_e, liegt es nahe, diese Abhängigkeit auch zu höheren Frequenzen zu verschieben, indem man genau wie dort den Widerstand R_g entsprechend verkleinert. Davon kann jedoch praktisch bei dieser Widerstandskombination kein Gebrauch gemacht werden, weil hierdurch die untere Frequenzgrenze zu höheren Frequenzen, also in die ungünstige Richtung verschoben würde. Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß C_g und R_g einen Spannungsteiler bilden. Mit sinkender Frequenz wird der Widerstand von C_g größer und damit der Spannungsabfall an R_g immer mehr verschieden von dem an R_a. Wird nun R_g kleiner gemacht, so wird bereits bei höheren Frequenzen der Einfluß des Widerstandes der Kapazität C_g spürbar. Es ist also nicht vorteilhaft auch R_g zu verkleinern!

Alle bisher beschriebenen Maßnahmen zum Herausschieben der oberen Frequenzgrenze zu höheren Frequenzen beruhten lediglich auf einer sinnvollen Dimensionierung der üblicherweise in jedem RC-Verstärker vorhandenen Schaltelemente. Darüber hinaus läßt sich diese Grenze aber noch weiter verschieben, wenn man zusätzliche Schaltelemente verwendet. Man erhält auf diese Weise die sogenannten Ausgleichschaltungen (Abb. 67), bei denen man Kompensationsschaltungen und Filterschaltungen unterscheidet. Abb. 67 oben zeigt eine Kompensationsschaltung, bei der eine Ausgleichinduktivität in Reihe mit dem Anodenwiderstand R liegt. Wenn diese Induktivität in der Leitung zwischen der Anode und dem Gitter der nächsten Röhre zwischen Anoden-

widerstand und Gitterableitwiderstand liegt, so handelt es sich um eine Filterschaltung (Abb. 67 unten).

Bei der Kompensationsschaltung liegt nun also nicht nur der Widerstand R_a zur Kapazität C_a der Abb. 64 parallel, sondern die Reihenschaltung aus dem Anodenwiderstand R_a und der Ausgleichinduktivität L. Durch die Induktivität ist ein durch den Widerstand gedämpfter Schwingkreis entstanden. Wird nun die Größe der Induktivität so gewählt, daß die Resonanzfrequenz dieses Kreises oberhalb der oberen Grenzfrequenz f_o (Abb. 65) liegt, so tritt bei etwas niedrigeren Frequenzen (gedämpfter Schwingkreis!) eine Anhebung

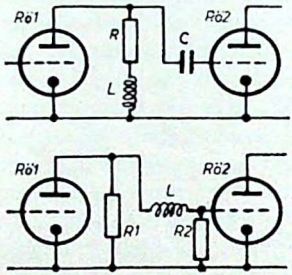

Abb. 67: Ausgleichschaltungen. Oben Kompensationsschaltung und unten Filterschaltung

der Amplitude ein. Wird die Resonanzfrequenz günstig gewählt, so werden gerade die Amplituden der Frequenzen angehoben, die durch die Parallelkapazitäten C_a und C_e einen Abfall erleiden. Dieser Abfall kann also durch die Resonanzwirkung aus C_a und L kompensiert werden. Wird die Resonanzfrequenz dicht an f_o (Abb. 65) herangelegt, so kann sogar eine Amplitudenüberhöhung eintreten (s. Kurve d in Abb. 68). In derselben Abb. zeigt Kurve a den Abfall bei hohen Frequenzen bei nicht kompensiertem Verstärker, c bei ganz leicht überkompensiertem Verstärker (nach diesem Ampli-

tudenverlauf wird meist als dem günstigsten kompensiert) und schließlich d einen stark überkompensierten. Darunter sind die zugehörigen Phasenverschiebungen aufgeführt. Sowohl für die Amplitude, die ja gleichbedeutend mit der Verstärkung ist, als auch für die Phasendrehung ist aus den Kurven deutlich zu ersehen, daß zwar die obere Grenzfrequenz herausgeschoben werden kann, der Abfall der Kurven aber dann auch mit steigender Kompensation immer größer wird.

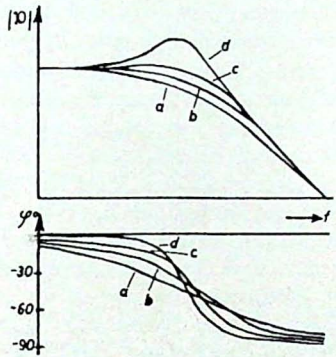

Abb. 68: Verstärkung (oben) und Phasendrehung (unten) an der oberen Frequenzgrenze bei unkompensiertem (a), leicht kompensiertem (b), leicht überkompensiertem (c) und stark überkompensiertem (d) Verstärker

Das bedeutet aber, daß ein kompensierter Verstärker jenseits der Grenzfrequenz sehr viel schneller völlig unbrauchbar wird als ein unkompensierter. Auch für die Phasenlage ergibt sich ein günstiger Kompensationswert. Dieser deckt sich fast, jedoch nicht ganz, mit dem günstigsten Wert für die Amplitude. Zwischen beiden Forderungen muß also ein Kompromiß geschlossen werden.

Die bisher behandelten Ausgleichschaltungen weisen ein Ausgleichelement, nämlich die Induktivität L auf. Durch Hin-

zufügen eines kleinen Kondensators parallel zum Widerstand R erhält man eine Kompensationsschaltung mit zwei Ausgleichelementen, die es ermöglicht, die obere Frequenzgrenze noch ein wenig weiter hinauszuschieben. Es lassen sich auch Ausgleichschaltungen mit noch mehr Ausgleichelementen entwerfen. Jedoch haben diese kaum noch einen praktischen Vorteil, da ihr Abgleich sehr schwierig ist und eine rechnerische Bestimmung der Kapazität der als Induktivität dienenden Spule und weitere kaum zu ermittelnde Einflüsse voraussetzt. Meist werden Ausgleichschaltungen mit einem, selten noch mit zwei Ausgleichelementen aufgebaut.

Auch für die untere Grenzfrequenz f_u (siehe Abb. 65) lassen sich Dimensionierungs-Vorschriften aufstellen, durch die diese Grenzen zu tieferen Frequenzen hin verschoben werden können. Die Spannungsteilerwirkung der Reihenschaltung aus dem Koppelkondensator C_g und dem Gitterableitwiderstand R_g wird umso kleiner, je größer R_g und je größer C_g wird (der Wechselstromwiderstand eines Kondensators nimmt mit steigender Kapazität ab!). Für den Gitterableitwiderstand gibt es jedoch einen Grenzwert, von dem ab keine ausreichend schnelle Ableitung der Elektronen vom Gitter mehr erfolgt. Dieser maximale Wert wird von den Röhrenherstellern für jede Röhrentype angegeben. Darüber hinaus läßt sich nur noch die Kapazität des Koppelkondensators C_g vergrößern. Dieser muß jedoch einen sehr hohen Isolationswiderstand aufweisen, damit keine noch dazu positive Gleichspannung von der Anode der Vorröhre auf das Gitter gelangen kann. Mit steigendem Kapazitätswert nehmen außerdem auch seine Abmessungen zu, wodurch seine Kapazität gegen Minus steigt. Damit wird die Gitter-Kathoden-Kapazität größer, was wiederum die obere Frequenzgrenze ungünstig beeinflußt. Hinzu kommt, daß eine große Zeitkonstante (Produkt aus R und C) große Einschwingzeiten zur Folge hat, d. h. wird beispielsweise ein Spannungsstoß auf den Eingang des Verstärkers gegeben, so braucht er längere Zeit, bis er wieder

seinen normalen Betriebszustand erreicht. Wird dieser Verstärker im Zusammenhang mit einem Elektronenstrahl-Oszillographen eingesetzt, dann kann es geschehen, daß der Strahl vom Bildschirm verschwindet, um erst nach einiger Zeit wieder aufzutauchen.

Außer dem Koppelkondensator C_g nimmt auch der Kathodenkondensator C_k Einfluß auf die Größe der unteren Grenzfrequenz (siehe Abb. 69). Bekanntlich wird meistens die ne-

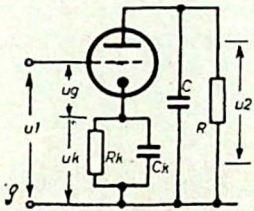

Abb. 69: Die Gegenkopplung

gative Gittervorspannung durch den Spannungsabfall eines vom gesamten Röhrenstrom durchflossenen Kathodenwiderstandes R_k erzeugt. Dieser Spannungsabfall gelangt über den Gitterableitwiderstand R_g an das Steuergitter. Nun erzeugt jedoch nicht nur der Röhrengleichstrom einen Spannungsabfall, der zur Gittervorspannungserzeugung dient, sondern auch der Kathodenwechselstrom ruft einen Spannungsabfall hervor. Dieser gelangt ebenfalls an das Steuergitter. Der Anodenstrom hat gegen die Steuerwechselspannung eine Phasenverschiebung von 180°. Die Wechselspannung am Kathodenwiderstand befindet sich mit dem Kathodenstrom in Phase. Damit hat sie gegen die Steuerwechselspannung aber ebenfalls eine Phasenverschiebung von 180°, d. h. aber, daß sie der Steuerwechselspannung stets gerade entgegengerichtet ist. Es tritt eine Gegenkopplung auf. Um dies zu vermeiden, wird ein Kathodenkondensator C_k parallel zum Kathoden-

widerstand R_k geschaltet. Dieser soll also die Wechselspannung kurzschließen. Bei höheren Frequenzen tut er das auch. Je weiter jedoch die Frequenz sinkt, umso größer wird sein Wechselstromwiderstand. Damit tritt von einer bestimmten Frequenz ab doch wieder ein Spannungsabfall an der Parallelschaltung aus Widerstand und Kapazität auf. Auch hier liegt also wieder ein frequenzabhängiger Widerstand vor. Je größer der Kathodenkondensator wird, um so tiefer liegt die Frequenz, bei der sich ein Spannungsabfall bemerkbar macht. Da der Kathodenwiderstand jedoch meist nur eine Größe von wenigen hundert Ohm aufweist, muß der Kathodenkondensator für sehr niedrige Grenzfrequenzen sehr hohe Werte (bis zu 1500 μF und mehr) haben. Wegen der geringen Spannungsfestigkeit von nur 5 bis 10 V ist dies aber auch noch möglich.

Zum einwandfreien Arbeiten von Penthoden muß im allgemeinen die Schirmgitterspannung niedriger sein als die Anodenspannung. Es wird deshalb ein Schirmgitterwiderstand vor das Schirmgitter geschaltet. Nun würde bei der Verstärkung auch hier eine der Steuerspannung entgegengerichtete Wechselspannung auftreten, wenn nicht auch das Schirmgitter für diese durch einen genügend großen Schirmgitterkondensator gegen Kathode wechselspannungsmäßig überdrückt würde. Es gelten damit sinngemäß die Ausführungen, die für die Kathodenkombination gemacht wurden.

Wegen des hohen Aufwandes, der getrieben werden muß, um die untere Grenzfrequenz niedrig zu halten, liegt es nahe, nach einer Widerstandskombination zu suchen, die den Einflüssen der verschiedenen Widerstands-Kondensator-Schaltungen gerade entgegenwirkt. Eine solche zeigt die Abb. 70. Sie linearisiert nicht nur die Verstärkung bei tiefen Frequenzen, sondern trägt auch wesentlich zu einer phasentreueren Übertragung bei. In Reihe mit dem Anodenwiderstand R_a liegen der Kondensator C_1 und der Widerstand R_v. Wird vorausgesetzt, daß der Innenwiderstand der Anodenspan-

nungsquelle sehr klein ist, was stets zu erreichen ist, so liegt der zweite Punkt des Widerstandes R_v (in der Abb. 69 mit +A bezeichnet) an der gemeinsamen Minusleitung, also parallel zum Kondensator C_1. Wird nun R_v sehr groß gegenüber dem Wechselstromwiderstand des Kondensator C_1 bei der tiefsten noch zu übertragenden Frequenz, so ist sein Wert ebenfalls zu vernachlässigen. Dann liegen praktisch nur noch R_a und C_1 in Reihe zwischen Anode und Minusleitung. C_v hat bei hohen Frequenzen einen sehr kleinen Widerstand. Je

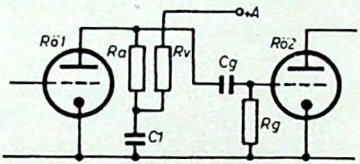

Abb. 70: Ausgleichschaltung für den Verstärkungsabfall und die Phasendrehung bei tiefen Frequenzen

weiter aber die Frequenz sinkt, umso fühlbarer wird dieser. Mit sinkender Frequenz wird damit der Widerstand aus der Reihenschaltung R_a und C_1 größer. Damit wird mit sinkender Frequenz aber auch der Spannungsabfall an beiden größer, ist also gerade dem Spannungsverlauf an den andern Widerstandskombinationen entgegengerichtet. Auch die Phasenverschiebung ist der Gitterkombination entgegengerichtet, denn mit sinkender Frequenz nimmt der Widerstand aus R_a und C_1 stärkeren kapazitiven Charakter an, die Anodenspannung hinkt immer mehr dem Anodenwechselstrom nach.

2. Die Dimensionierung von Meßverstärkern

Im vorigen Abschnitt wurden die Ursachen für die Frequenzgrenzen von RC-Verstärkern untersucht. Hier soll nun die rechnerische Dimensionierung behandelt werden. Es sei nicht verschwiegen, daß der Entwurf und Selbstbau eines einwandfrei arbeitenden Meßverstärkers nicht einfach ist. Wer sich an den Selbstbau heranwagt, sollte die Frequenzen zunächst nicht zu weit hinausschieben und sich insbesondere mit einer kleinen Stufenzahl von 1 oder 2 Röhren begnügen, denn mit steigender Stufenzahl wachsen die Schwierigkeiten sehr schnell an.

Bei hoher oberer Grenzfrequenz geht die Ablenkplattenkapazität der Oszillographenröhre in die Dimensionierung ein. Ein solcher Verstärker kann also seine günstigsten Eigenschaften nur in Verbindung mit der vorgesehenen Elektronenstrahlröhre erreichen. Die Berechnung wird am besten von hinten nach vorne, also von der Elektronenstrahlröhre ausgehend vorgenommen.

Der Schirmdurchmesser der Röhre bestimmt die maximal erforderliche Auslenkung in mm, die Ablenkempfindlichkeit, die in mm/V_{ss} (V_{ss} = Volt Scheitel-Scheitel, also die maximale Spannung vom negativsten zum positivsten Wert) angegeben wird, ermöglicht es dann, die vom Verstärker zu liefernde Wechselspannung zu bestimmen. Die zur letzten Röhre parallel liegende Gesamtkapazität ist die Summe aus der Ablenkplattenkapazität, der Anoden-Kathoden-Kapazität und der Schaltkapazität. Letztere ist je nach Aufbau sehr verschieden, sie kann überschlägig bei zweckmäßiger, kurzer Verdrahtung mit 10 pF angenommen werden. Die Gesamtkapazität beträgt also:

$$C_{ges} = C_p + C_a + C_s \tag{63}$$

Ihr kapazitiver Widerstand errechnet sich zu:

$$X_{ges} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f_o \cdot C_{ges}} \tag{64}$$

Zur überschlägigen Berechnung des Anodenstromes wird dieser Widerstand, wenn die Grenzfrequenz sehr hoch liegt, als Anodenwiderstand eingesetzt. Mit der erforderlichen Ablenkspannung U_p ergibt das eine Anodensteuerung von

$$J_a = \frac{U_p}{X_{ges}} \tag{65}$$

Wegen des kleinen Anodenwiderstandes und der hohen Spannung wird es sich häufig zeigen, daß ein sehr hoher Strom erforderlich ist, so daß in der letzten Stufe eine Leistungspenthode benötigt wird.

Nach der Auswahl der Röhre, die die nötige Leistung liefert und einen großen Gütefaktor S/C (Steilheit geteilt durch die Summe der Ein- und Ausgangskapazität und der Schaltkapazität) aufweist, kann der Anodenwiderstand R_a berechnet werden. Der Betrag des Widerstandes R_a und der Kapazität C_p (C_p ist die Anoden-Kathodenkapazität der Röhre plus der Schaltkapazität plus der dyn. Eingangskapazität [siehe Gleichung 60]) ist:

$$|\mathfrak{R}_p| = R_a \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot C_p^2 \cdot R_a^2}} \tag{66}$$

Der Betrag der Verstärkung wird damit:

$$|\mathfrak{V}| = S \cdot R_a \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot C_p^2 \cdot R_a^2}} \tag{67}$$

Für niedrige Frequenzen ist der Wert unter der Wurzel gleich 1. Es wird damit die mittlere Verstärkung:

$$V_m = S \cdot R_a \tag{68}$$

Wird ein bestimmter Verstärkungsabfall x in Prozent zugelassen, so läßt sich die Gleichung umstellen und der Anodenwiderstand R_a direkt ausrechnen:

$$R_a = \sqrt{\frac{1 - (1 - x/100)^2}{(1 - x/100)^2}} \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f_o \cdot C_p} \qquad (69)$$

f_o ist darin die Frequenz, bei der der Verstärkungsabfall von x% auftritt. Für x = 30% wird daraus:

$$R_a = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f_o} - C_P$$

Wird mit einer Kompensationsschaltung mit einer Ausgleichinduktivität gearbeitet, so muß R_a folgendermaßen berechnet werden:

$$R_a = \frac{F(x)}{2 \cdot \pi \cdot f_o \cdot C_p} \qquad (70)$$

Für den vorgegebenen Verstärkungsabfall von x% wird der zugehörige Wert F(x) aus dem Diagramm (Abb. 71) entnommen.

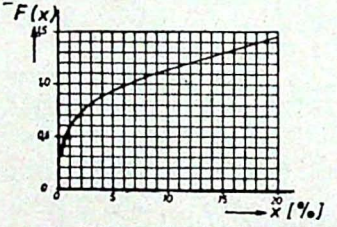

Abb. 71: Diagramm zur Berechnung des Anodenwiderstandes bei Kompensationsschaltungen mit Ausgleichinduktivität

Die mittlere Verstärkung wird wie oben (Gleichung 68) ermittelt.
Die Größe der Ausgleichinduktivität L wird nach folgender Gleichung dimensioniert:

(71) (71)

$$L = (\sqrt{2} - 1) \cdot R_a^2 \cdot C_p \approx 0{,}412 \cdot R_a^2 \cdot C_p$$

Für den Gitterableitwiderstand wird der von den Röhrenherstellern angegebene höchstzulässige Wert gewählt. Die Gittervorspannung wird nach den von den Röhrenherstellern herausgegebenen Kennlinienblättern bestimmt. Ebenso der bei dieser auftretende Kathodenstrom der Röhre. Der Kathodenstrom ist die Summe aus Anoden- und sämtlichen Gitterströmen (bei Penthoden kommt also zum Anodenstrom noch der Schirmgitterstrom hinzu). Aus der Gittervorspannung U_{g1} und dem Kathodenstrom J_k kann nun ohne Mühe nach dem ohmschen Gesetz der Kathodenwiderstand R_k berechnet werden:

(72) $$R_k = \frac{U_{g1}}{J_k} \qquad (72)$$

Der Schirmgitterwiderstand R_s errechnet sich nach dem ohmschen Gesetz aus der Spannung vor dem Anodenwiderstand U_b minus der Schirmgitterspannung U_{g2} geteilt durch den Schirmgitterstrom J_{g2}:

(73) $$R_{g2} = \frac{U_b - U_{g2}}{J_{g2}} \qquad (73)$$

In vielen Fällen ist es auch möglich, den Schirmgittervorwiderstand ganz fortzulassen.

Es müssen noch die Größe der Koppelkondensatoren C_g, des Kathodenkondensators C_{g2}, deren Größe sich nach der unteren Frequenzgrenze richtet, bestimmt werden. Für die tiefste zu übertragende Frequenz wird die Schwingdauer, die gleich der reziproken Frequenz berechnet, also:

(74) $$T' = \frac{1}{f_u} \qquad (74)$$

Die Zeitkonstante $T = R \cdot C$ (R und C sind die jeweils zusammengehörigen Widerstände und Kondensatoren, also

Koppelkondensator und Gitterableitwiderstand, Kathodenkondensator und Kathodenwiderstand, Schirmgitterkondensator und Schirmgittervorwiderstand) der einzelnen Kombinationen muß größer sein als die Schwingdauer T'. Zur Sicherheit wird die Zeitkonstante aller Kombinationen etwa 10 mal so groß gemacht wie die Schwingdauer der niedrigsten Frequenz. Da die Größe des Gitterableitwiderstandes R_g, des Kathodenwiderstandes R_k und des Schirmgitterwiderstandes R_{g2} bekannt ist, läßt sich hiernach die Größe des Koppelkondensators C_g, des Kathodenkondensators C_k und des Schirmgitterkondensators C_{g2} bestimmen. Es ist also:

(75)
$$C_g = \frac{T}{R_g} \; ; \qquad C_k = \frac{T}{R_k} \; ; \qquad C_{g2} = \frac{T}{R_{g2}} \; .$$
(75)

worin die Zeitkonstante T ist:

(76)
$$T = 10 \cdot T'$$
(76)

Wird eine Kompensation der Zeitkonstanten nach Abb. 69 durchgeführt, so wird auch der Kondensator C_1 nach dieser Vorschrift berechnet. Wenn R_a der Anodenwiderstand ist, muß also der Kondensator C_1 den Wert erhalten:

(77)
$$C_1 = \frac{T}{R_a}$$
(77)

Der Vorwiderstand R_v soll möglichst groß gemacht werden. Erhält er den Wert unendlich, so liegt eine ideale Kompensation vor. Da in diesem Fall jedoch kein Anodenstrom fließen kann, ist dieser Grenzwert nicht zu erreichen. Praktisch begnügt man sich für R_v mit einem Wert, der 10 mal so groß ist wie R_a. Die Anodenspannungsquelle muß einen um den Spannungsabfall am Widerstand R_v höhere Spannung liefern. Nach dieser überschlägigen Ermittlung der Kondensatoren läßt sich die Verstärkung an der unteren Grenzfrequenz nachrechnen:

(78) (78)

$$|\mathfrak{B}_u| = R_g \cdot S \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{1}{4 \cdot \pi^2 \cdot f_u^2 \cdot C_g^2 \quad R_g^2}}}$$

Es ist noch die Phasenverschiebung für hohe und tiefe Frequenzen nachzurechnen. Für die obere Grenzfrequenz f_o beträgt diese:

(79) $$\varphi_o = arc\ tg\ (-2 \cdot \pi \cdot R_a \cdot C_p) \qquad (79)$$

Die Phasenverschiebung bei der unteren Grenzfrequenz f_u beträgt:

(80) $$\varphi_u = arc\ ctg\ (-2 \cdot \pi \cdot C_g \cdot R_g) \qquad (80)$$

Werden mehrstufige Verstärker berechnet, so ist zu beachten, daß sich die Verstärkungsfaktoren der einzelnen Stufen multiplizieren, die Phasenverschiebungen hingegen addieren.

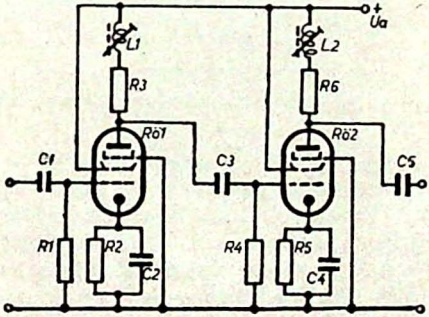

Abb. 72: Ein zweistufiger Verstärker mit Ausgleichinduktivitäten

Leider ist es nicht möglich, aus Platzgründen ausführlicher auf die Berechnung von Meßverstärkern einzugehen. Es muß daher auf die zahlreich erschienene Literatur verwiesen werden.

3. Die Verstärkungsregelung

Die Forderung nach einer frequenzunabhängigen Regelung der Verstärkung ist konstruktiv nicht leicht zu erfüllen, denn für einen großen Regelbereich darf bei einem Spannungsteiler nur eine sehr kleine Teilspannung abgegriffen werden. Bei hohen Frequenzen wird diese aber leicht durch die Kapazitäten der Regelglieder gegeneinander und gegen die Erde beeinflußt. Die Verstärkungsregelung durch ein einfaches Potentiometer, wie sie bei Niederfrequenzverstärkern üblich ist, läßt sich daher bei breitbandigen Meßverstärkern nicht mehr anwenden. Die dynamische Eingangskapazität C_e (siehe Abb. 73) liegt zum abgegriffenen Teil des Potentiometers parallel.

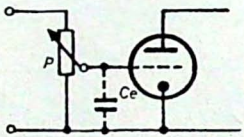

Abb. 73: Eingangsspannungsteiler als Potentiometer ausgebildet

Damit liegt wieder eine Parallelschaltung aus einer Kapazität und einem Widerstand vor, deren Widerstandswert frequenzabhängig ist. Die abgegriffene Spannung wird damit auch frequenzabhängig. Um dies zu vermeiden, muß auch zum oberen Teil des Potentiometers ein Kondensator parallelgeschaltet werden. Die Zeitkonstanten aus den zusammengehörigen Kondensatoren und Widerständen müssen gleich groß sein, damit der Spannungsteiler frequenzunabhängig wird. Mit den Bezeichnungen nach Abb. 74 muß also werden:

$$T_1 = T_2 \text{ oder } R_1 \cdot (C_1 + C_e) = R_2 \cdot C_2 \qquad (81)$$

Damit läßt sich der Kondensator C_2 berechnen.

Bei einem Aufbau mit parallelgeschalteten Kondensatoren ist nur eine feste Spannungsteilung möglich. Sollen mehrere Stufen eingestellt werden können, so werden entsprechend der Stufenzahl Spannungsteiler dieser Art parallel geschaltet

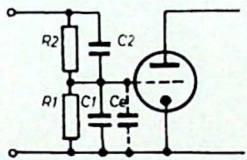

Abb. 74: Eingangsspannungsteiler mit festem Teilungsverhältnis

und mit einem Stufenschalter das Gitter der folgenden Verstärkerröhre an den gewünschten Knotenpunkt der Widerstände und Kondensatoren gelegt.

Zur stufenlosen Regelung der Zwischenbereiche sieht man am besten einen Kathodenverstärker vor, der ohne Schwierigkeiten eine kontinuierliche Regelung ermöglicht (Abb. 75). Bei einem solchen Verstärker liegt der Widerstand an dem die Wechselspannung abfällt nicht in der Anodenleitung, sondern

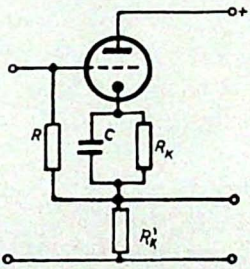

Abb. 75: Der Kathodenverstärker

in der Kathodenleitung. Die Anode liegt direkt an der Gleichspannungsquelle. Es tritt also hier kein Wechselspannungsabfall auf. Deswegen wird diese Schaltung auch mit „Anodenbasis-Schaltung" bezeichnet.

Die gesamte Ausgangsspannung U_k' wird zum Gitter gegengekoppelt. Der Verstärker weist damit alle Vorteile der gegengekoppelten Verstärker auf wie Verzerrungsfreiheit und konstante Verstärkung bis zu hohen Frequenzen. Seine Verstärkung beträgt:

$$V = \frac{S \cdot \frac{R_i \cdot R_k'}{R_i + R_k'}}{1 + S \cdot \frac{R_i \cdot R_k'}{R_i + R_k'}} \tag{82}$$

Darin bedeutet S die Steilheit der Röhre, R_i ist ihr Innenwiderstand und R_k' der Widerstand, an dem die Wechselspannung abfällt. Da der Wert unter dem Bruch stets größer sein muß als oberhalb desselben, ist die Verstärkung immer kleiner als 1.

Der wirksame Eingangswiderstand ist stets größer als der Gitterableitwiderstand R_g, was nur vorteilhaft ist. Er beträgt:

$$R_e = R_g \cdot \frac{1}{1 - V} \tag{83}$$

wenn mit V die Verstärkung bezeichnet wird. Da die Verstärkung meist nur wenig von 1 abweicht, wird er sogar sehr viel größer. So erreicht er bei einer Verstärkung von 0,9 bereits den zehnfachen Wert des Gitterableitwiderstandes. Diese Verhältnisse erfordern jedoch eine sehr sorgfältige Abschirmung des Eingangs! Der Ausgangswiderstand beträgt:

$$R_a = \frac{1}{S \cdot \frac{1 + \mu}{\mu}} \tag{84}$$

worin S die Steilheit und μ der Verstärkungsfaktor der Röhre ist. Die höchste zulässige Eingangsspannung U_{em} ist ebenfalls von Interesse, wenn die höchstzulässige Gitterwechselspannung, die aus den Kennlinienfeldern bzw. Datenblättern der Röhrenhersteller zu entnehmen ist, mit U_{gm} bezeichnet wird, so beträgt die höchstzulässige Eingangsspannung U_{em}:

$$U_{em} = U_{gm} \cdot \frac{1}{1 + V} \tag{85}$$

(85)

Beim Entwurf eines Kathodenverstärkers ist zu beachten, daß die von den Röhrenherstellern angegebene maximale Spannung zwischen Heizfaden und Kathode nicht überschritten wird.

V. Industrie-Oszillographen

Um zu zeigen, wie die Industrie Oszillographen entwirft und baut, sei ein kleiner tragbarer Elektronenstrahl-Oszillograph, der „Oscillarzet" der Siemens & Halske AG, beschrieben. Wegen seiner kleinen Abmessung von 120 mm Breite, 225 mm Höhe und 315 mm Tiefe bei einem Gewicht von nur 7,5 kg beschränkt sich eine Verwendung desselben nicht auf das Laboratorium, er kann genau so gut in Werkstätten und wegen des geringen Gewichts ganz besonders beim Kundendienst eingesetzt werden. Trotz seiner Kleinheit verfügt er über einen leistungfähigen eingebauten Meßverstärker für die Y-Ablenkung, ein Kippgerät und sogar einen X-Verstärker. (Verstärker für die waagerechte Zeitablenkung).

Der mechanische Aufbau dieses Oszillographen ist völlig unkonventionell. Anstelle eines oder mehrerer Chassis sind zwei senkrechtstehende, zu beiden Seiten der Elektronenstrahlröhre angeordnete Hartpapierplatten getreten (Abb. 76).

An diesen sind sämtliche Schaltelemente einschließlich der Röhrensockel montiert. Nur die von der Vorderseite aus zu bedienenden Schalter und Potentiometer wurden direkt hinter dieser angeordnet. Die Elektronenstrahlröhre liegt in der Mitte oben. In derselben senkrechten Ebene nach hinten unten herausgerückt befindet sich der Netztransformator. So ergeben sich die geringsten Einstreuungen auf die Röhre, die zusätzlich durch einen Mu-Metallzylinder abgeschirmt ist. Ein nur an der Vorderseite geöffnetes Gehäuse wird über das ganze geschoben und an der Rückseite mit zwei Rändelmuttern gehalten.

Der Netztransformator läßt sich auf 110, 125, 220 und 250 V umschalten. Die Anodenspannung für die Verstärker und das Kippgerät wird über eine Doppelweg-Gleichrichterröhre gewonnen. Die Anodenspannung zum Betrieb des Elektronenstrahlrohres wird der Hochspannungswicklung, zu der die halbe Wicklung der angezapften Anodenspannungswicklung für die Verstärker in Reihe geschaltet ist, entnommen. Hier erfolgt die Gleichrichtung über einen kleinen Seelen-Stabgleichrichter. Die Glättung der Gleichspannung wird in der üblichen Weise vorgenommen. Eine Heizwicklung mit Mittelpunktserdung führt an die Verbund-Röhren des Y-Verstärkers, eine zweite, deren Mittelpunkt sich zur Symmetrierung einstellen läßt, an die drei anderen Röhren des Kippgerätes und des X-Verstärkers und die dritte dient der Heizung der Elektronenstrahlröhre.

Als Elektronenstrahlröhre wird die DG 7—36 mit einem Planschirm von 70 mm Durchmesser verwendet. Ihre beiden Ablenkplattenpaare sind für symmetrische Ablenkung ausgelegt. Der Y-Verstärker ist mit den Verbundröhren EC 80, ECF 80 und ECC 85 bestückt. Die Verstärkungseinstellung erfolgt an umschaltbaren Spannungsteilern, die wie bereits beschrieben aus RC-Gliedern bestehen. Der Eingangswiderstand und die Eingangskapazität sind konstant, die Spannungsteilung arbeitet frequenzunabhängig. Es lassen sich

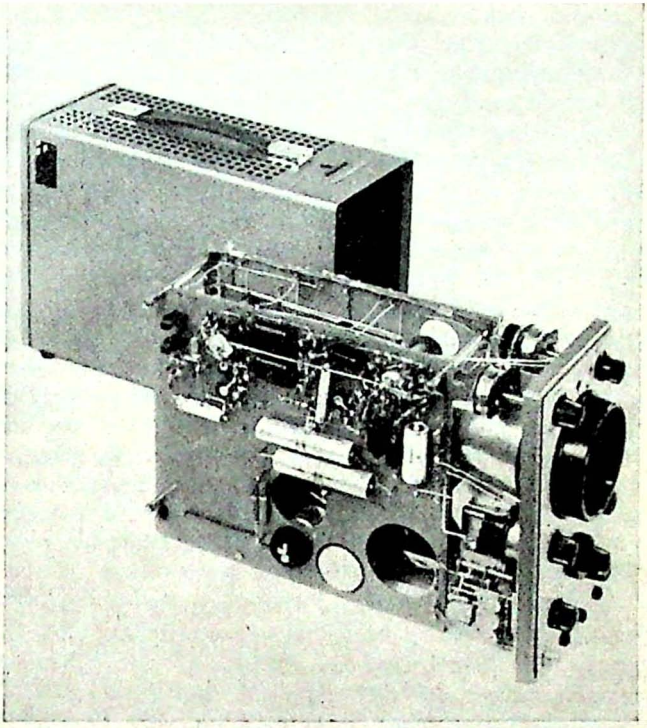

Abb. 76: Der Kleinoszillograph „Oscillarzet" von Siemens & Halske (Werkbild Siemens)

Stufen von 1:10:100:1000 einstellen. Die Feinregelung im Verhältnis 1:11 (wodurch sich eine wünschenswerte Überlappung ergibt) erfolgt an einem Drehwiderstand in der Kathodenleitung der ersten Stufe, die mit dem Triodenteil einer ECF 80 als Kathodenverstärker arbeitet.

Zur Kompensation der Röhren und Schaltkapazitäten liegt zu den Anodenwiderständen der zweiten und dritten Stufe,

die mit dem Penthodenteil je einer ECF 80 arbeiten, eine Induktivität in Reihe. Der Triodenteil der zweiten ECF 80 dient als Phasenumkehrstufe für den Gegentakt-Endverstärker. In der dritten Stufe läßt sich ein Teil des Anodenwiderstandes durch einen Schalter für Wechselspannung über einen Kondensator gegen Minus kurzschließen. Gegenüber einer einfachen Überbrückung des Teilwiderstandes ändert sich die Anodengleichspannung nicht. Bei kleinerem Anodenwiderstand wird zwar die Verstärkung kleiner, dafür aber die Bandbreite größer. Durch die Schmalband-Breitband-Umschaltung kann man je nach den Erfordernissen der Messungen ein breiteres Frequenzband oder eine höhere Verstärkung erzielen. In der Gegentakt-Endstufe, die mit der Doppeltriode ECC 85 bestückt ist, ist wieder ein Ausgleich des Verstärkungsabfalles durch eine Induktivität vorgenommen. Diese ist hier aber zusätzlich durch einen Widerstand überbrückt; es liegt eine Kompensationsschaltung zweiter Ordnung vor. Durch den Gegentakt-Endverstärker wird eine symmetrische Wechselspannung abgegeben, wie sie ja auch für das Meßplattensystem benötigt wird.

In der 1., 2. und 5. Stufe ist eine Kompensation des Verstärkungsabfalles bei tiefen Frequenzen durch Vorwiderstände in den Anodenspannungsleitungen und Überbrükkungskondensatoren nach Minus wie bereits früher beschrieben durchgeführt worden.

In Schmalbandstellung geht der Frequenzbereich von 2 Hz bis 600 kHz bei einer Verstärkungsabweichung bis ± 3 db (dezibel) entsprechend etwa ± 30 %. Die größte Empfindlichkeit beträgt dabei 1700 mm Auslenkung des Strahles je V_{ss} am Verstärkereingang. In dieser Stellung ist der Oszillograph zu Messungen an Niederfrequenz-Verstärkern, Untersuchungen von Kabeln, Messungen von Brummspannungen, Lösch- und Vormagnetisierungsspannungen an Tonbandgeräten usw. geeignet.

In der Breitbandstellung wird der Frequenzbereich auf 1 Hz bis 5 MHz bei einem Abfall von ± 3 db entsprechend ± 30 % erweitert. Die größte Empfindlichkeit sinkt dadurch auf 290 mm/V_{ss}. In dieser Stellung können Messungen an Hochfrequenz-Generatoren, Hochfrequenz-Übertragungssystemen und Fernsehempfängern erfolgen. Spannungsmessungen sind bis 2 MHz möglich. Mit Hilfe eines Rechteckgenerators kann schnell der Amplituden- und Phasengang von Kabeln, Verstärkern und Vierpolen überprüft werden.

Die Kippspannung wird durch einen selbstschwingenden Multivibrator erzeugt. Die Impulsdauer bestimmt dabei die Rücklaufzeit und die Wiederholfrequenz der Impulse die Kippfrequenz. Ladekondensator und Ladewiderstand liegen in der Kathodenleitung der einen Multivibratorröhre (EC 90). Da keine Laderöhre verwendet wird, ist der Sägezahn-Spannungsverlauf exponentiell. Deshalb wird nur der erste noch annähernd lineare Teil der Entladekurve des Kondensators verwendet. Da diese Spannung jedoch zu klein ist, um damit den Strahl über den gesamten Leuchtschirm ablenken zu können, wird sie über einen Spannungsteiler dem X-Verstärker zugeführt. Die Grobeinstellung der Kippfrequenz erfolgt durch Umschaltung auf verschieden große Ladekondensatoren, die Feineinstellung durch Veränderung des Entladewiderstandes, wozu ein Teil desselben als Drehwiderstand ausgebildet ist. Damit läßt sich die Kippfrequenz in 6 Stufen von 10 Hz — 300 kHz einstellen und im Verhältnis 1:8 fein einstellen.

Die Synchronisierung erfolgt über eine Synchronisierstufe mit dem einen Triodenteil einer ECC 82 (das andere Triodenteil dient als zweite Multivibratorröhre). Die Synchronisierspannung kann an einem Potentiometer eingestellt werden. Sie kann wahlweise an einer fremden Spannungsquelle oder von der Plus-Anode oder der Minus-Anode der Gegentakt-Endstufe des Y-Verstärkers abgenommen werden. Die Fremdspannung zur Synchronisierung kann 2 — 200 V_{eff} betragen.

Der X-Verstärker ist ein Symmetrierverstärker, der die einseitig geerdete Spannung in eine erdsymmetrische, wie sie für die Zeitablenkplatten benötigt wird, verwandelt und außerdem die Amplitude des Kippgerätes verstärkt. Wird mit Kippgerät gearbeitet, so liegt er hinter diesem. Soll ohne Kippspannung gearbeitet werden, so läßt sich der Eingang des Verstärkers nach außen schalten, so daß auch eine von

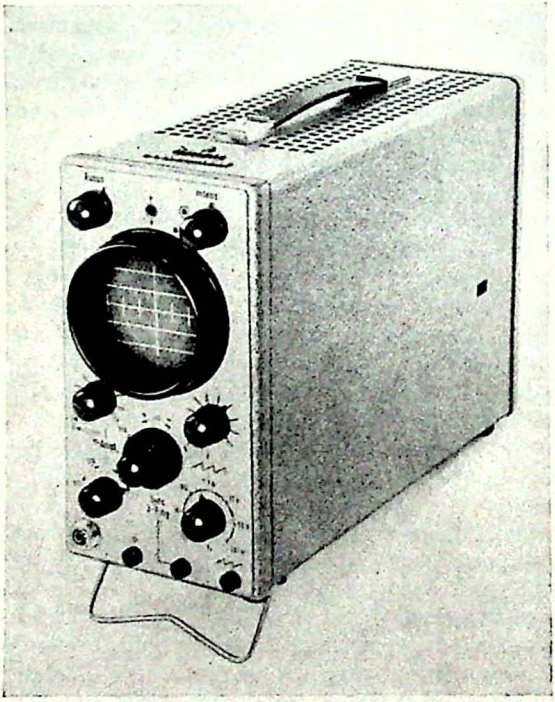

Abb. 77: Die Frontplatte des Oszillarzet **(Werkbild Siemens)**

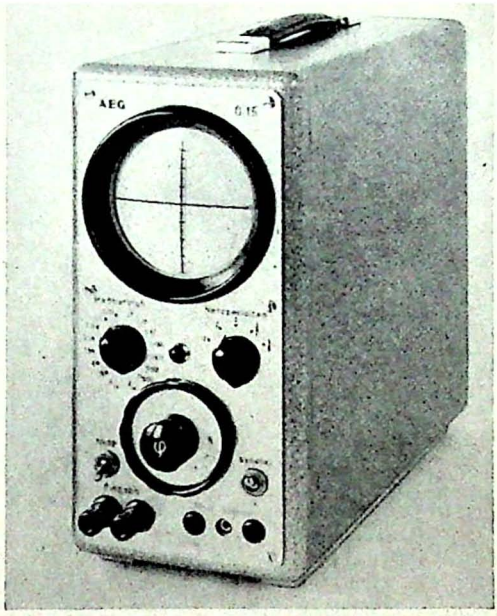

Abb. 78: Der Starkstromoszillograph O 15 der AEG (Werkbild AEG)

außen zugeführte Meßspannung verstärkt wird. Die Meßspannung wird dem einen Triodenteil der Doppeltriode ECC 85 zugeführt. Beide Kathoden haben einen gemeinsamen Kathodenwiderstand. An diesem fällt nicht nur die Gittervorspannung ab, sondern auch die durch den Kathodenwechselstrom hervorgerufene Wechselspannung. Das zweite Gitter liegt am minusseitigen Ende dieses Widerstandes, so daß diese Wechselspannung das Gitter der zweiten Röhre steuert. Die am Gitter der zweiten Röhre auftretende Wechselspannung muß genau so groß sein wie die am Gitter der

ersten, dann kann an den beiden Anodenwiderständen eine symmetrische Wechselspannung abgegriffen werden. Ein Spannungsteiler erlaubt eine stetige Verstärkungseinstellung. Ein Ausgleich des Verstärkungsabfalles bei hohen Frequenzen

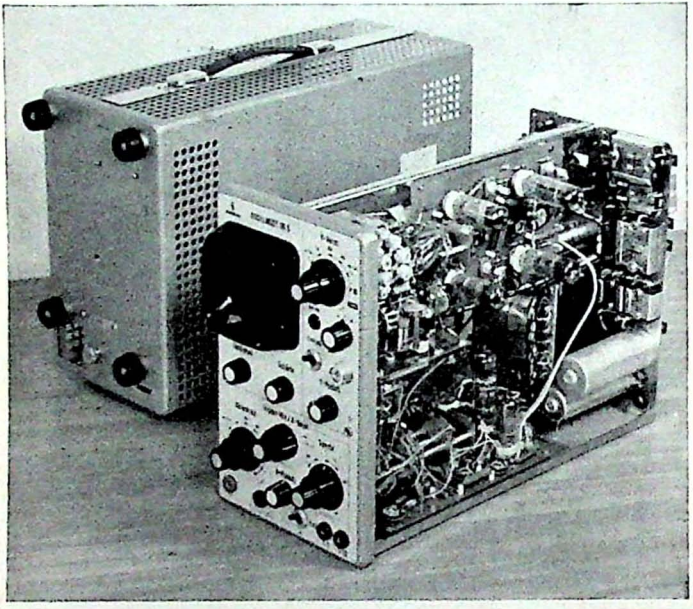

Abb. 79: Gleichspannungsoszillograph Oscillarzet 05 (Werkbild Siemens)

durch Induktivitäten ist nicht vorgesehen. Trotzdem reicht der Frequenzbereich von 1 Hz — 500 kHz bei einem Abfall bis ± 3 db entsprechend etwa ± 30 %. Die maximale Empfindlichkeit beträgt dabei 12,5 mm/V_{ss}. Die Abb. 77 zeigt die Frontplatte des Oszillographen mit Schirm, Bedienungsknöpfen und Buchsen.

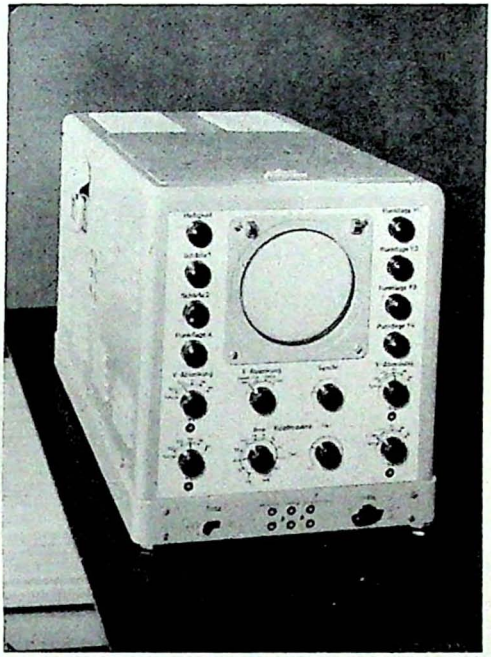

Abb. 80: Vierstrahl Oszillograph (Werkbild Siemens)

Nach völlig anderen Gesichtspunkten ist der Starkstrom-Oszillograph 015 der AEG ausgelegt (Abb. 78). Er ist für besondere Belange der Starkstromtechnik entworfen und erlaubt es im Netzfrequenzgebiet auch Strom-, Spannungs- und Phasenwinkelmessungen ohne zusätzliche äußere Schaltelemente vorzunehmen. Die Größe des 015 entspricht mit 295 mm x 145 mm x 360 mm etwa der des Oscillarzet.

Die Meßspannung gelangt über die Eingangsklemmen an einen Meßbereichschalter. An diesem können in 13 Bereichen

Ströme von 18 mA_{ss} bis 18 A_{ss} und 6 bis 1800 V_{ss} eingestellt werden. Dieser Umschalter entspricht dem Meßbereichschalter bei Vielfachinstrumenten, wobei jedoch hier die Scheitel-Scheitel-Werte gemessen werden. An diesen Schalter schließt sich ein Trennwandler an, der es erlaubt,

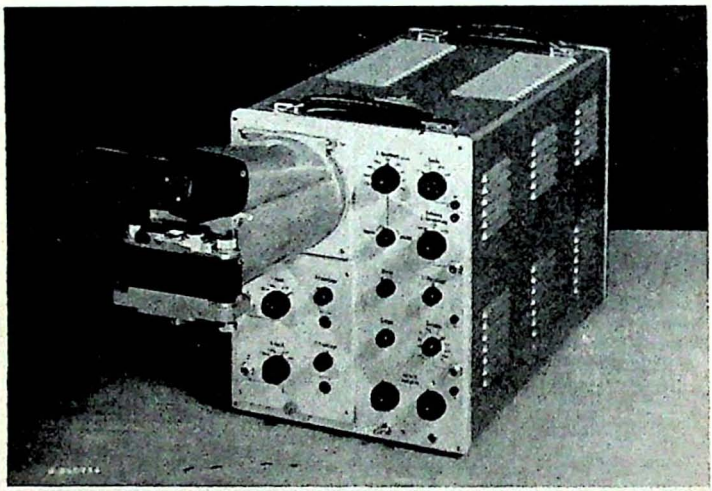

Abb. 81: Fotovorsatz am Oszillographen (Werkbild Siemens)

symmetrische und unsymmetrische Spannungen an den Eingang zu legen. Von hier aus gelangt die Meßspannung an einen zweistufigen Meßverstärker, der mit der Doppeltriode ECC 83 bestückt ist. Der Signalweg weist eine Frequenzbandbreite von 3 Hz bis 8 kHz auf.

Die Stromversorgung steuert die Phasenwinkelmeßeinrichtung, so daß die Netzspannung Bezugssystem für die Phasenmessung ist. Die 360° Phasenwinkelmeßskala ist von 5 zu 5° linear (gleichmäßig) geteilt. Der Fehler beträgt nur maxi-

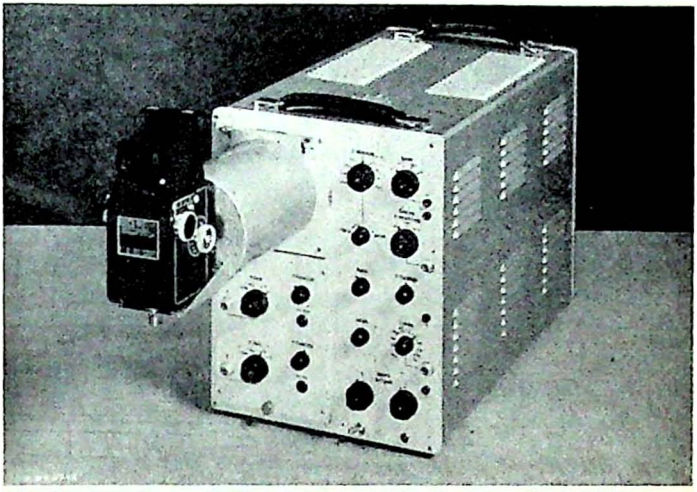

Abb. 82: Aufnahmen mit einer 6x6 Spiegelreflex-Kamera (Werkbild Siemens)

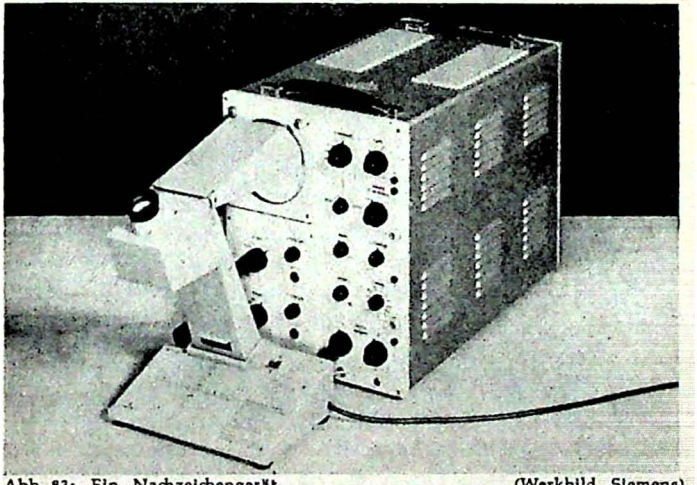

Abb. 83: Ein Nachzeichengerät (Werkbild Siemens)

mal 3°. Durch eine besonders geeichte Skala vermindert er sich sogar auf 1°.

Die Zeitablenkung arbeitet mit sinusförmiger Ablenkspannung, die eine Ablenkung mit 3, 2, 1, 1/2 und 1/6 Netzperiode erlaubt. Außer periodischen Vorgängen können auch einmalige fremdgesteuerte Auslenkungen vorgenommen werden.

Vor dem Oszillographenschirm befindet sich ein Flutlichtbeleuchtetes Achsenkreuz.

Abb. 81 zeigt einen Fotovorsatz, der ein Fotografieren der Kurvenbilder ermöglicht. Da dieser lichtdicht abgeschlossen ist, können die Aufnahmen im unverdunkelten Raum vorgenommen werden, ohne daß Reflexionen auf dem Glas-

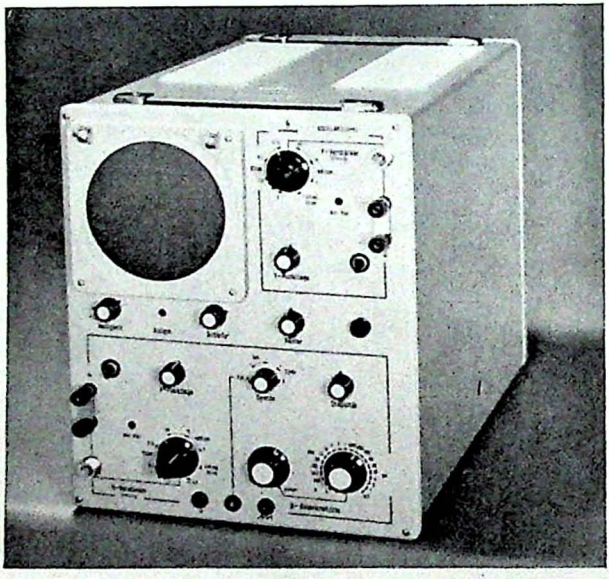

Abb. 84: Oscillar I (X=Y) mit gleichen Verstärkern für die X- und die Y-Ablenkung (Werkbild Siemens)

schirm auftreten können. Gleichzeitig kann man das Schirmbild beobachten. Wird mit einer Spiegelreflex-Kamera fotografiert, so kann das Kurvenbild auf der Mattscheibe der Kamera beobachtet werden (Abb. 82).

Mit dem Nachzeichengrät Abb. 83 können die Kurven auf Papier aufgezeichnet werden. Bei diesem ist ein Spiegel schräg vor dem Schirm angeordnet. In feinen Linien ist die Spiegelschicht teilweise entfernt. Durch diese Linien sieht man das Papier und im Spiegel das Kurvenbild. Damit scheint das Kurvenbild auf dem Papier zu liegen und kann mit einem Bleistift nachgezeichnet werden. Abb. 79 zeigt eine Weiterentwicklung des Oscillarzet, den Oscillarzet 05, mit dem auch die Gleichspannungskomponente erfaßt werden kann. Meßgröße und Zeitablenkung (durch Miller-Integrator)

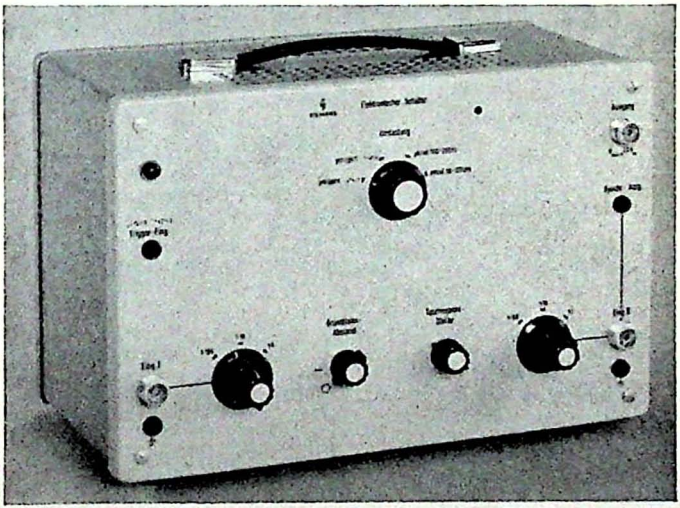

Abb. 85: Elektronischer Schalter 210 mit Wechselspannungseingang (Werkbild Siemens)

lassen sich auf 5 % genau bestimmen. In Abb. 80 ist ein Vierstrahl-Oszillograph wiedergegeben, dessen Elektronenstrahlröhre nach dem Prinzip der Strahlaufteilung arbeitet. Der Oscillarzet I (X=Y) (Abb. 84) hat zwei Verstärker, die bei gleicher Eingangsspannung gleiche Strahlauslenkung in X- und Y-Richtung ergeben. Abb. 85 zeigt einen Elektronischen Schalter, an dessen Eingang zwei verschiedene Meßgrößen gelegt werden können, die in schneller Folge wechselweise auf den nachgeschalteten Oszillographen gegeben werden, so daß mit einem Einstrahl-Oszillographen gleichzeitig zwei Vorgänge sichtbar gemacht werden können. Der Elektronische Schalter 010 (Abb. 86) läßt auch die Gleichstromkomponenten der Meßgrößen durch. Der Innenaufbau dieses Schalters mit zwei senkrecht stehenden Montageplatten ist aus Abb. 87 zu

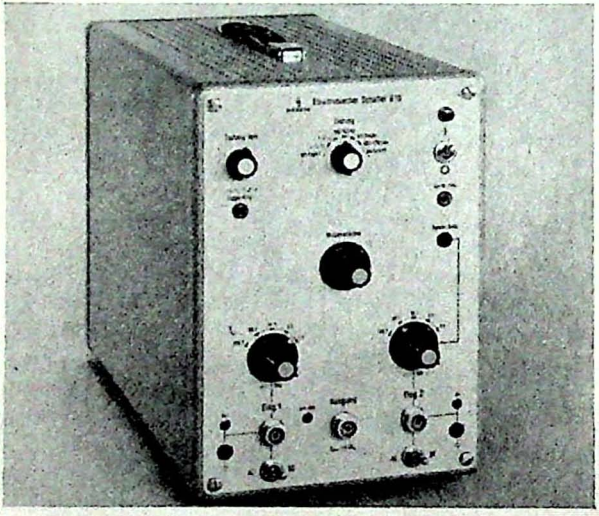

Abb. 86: Elektronischer Schalter 010 mit Gleich- und Wechselspannungseingang (Werkbild Siemens)

ersehen. Abb. 88 und 89 zeigen Oszillogramme, die mit Hilfe von Elektronischen Schaltern aufgenommen worden sind. Ein Zweistrahl=Oszillograph der Siemens & Halske AG mit aus=wechselbaren Meßverstärkern ist in Abb. 90 angegeben. Der eingeschobene sogenannte Differenzverstärker hat den Vor=

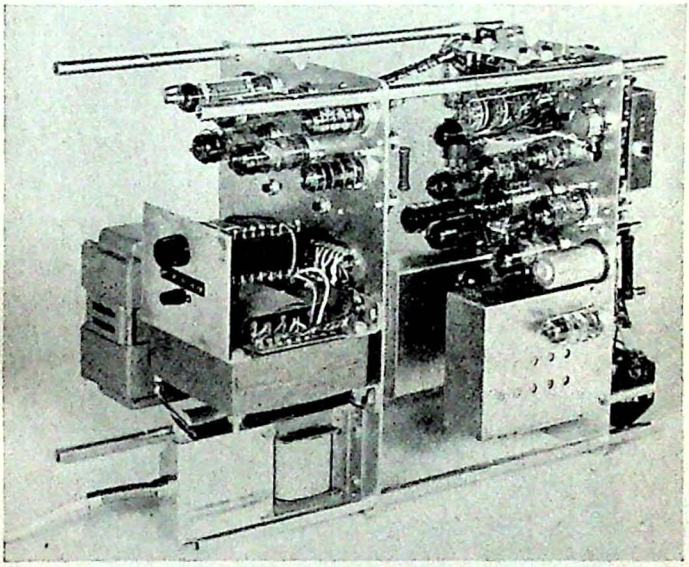

Abb. 87: Innenaufbau des Elektronischen Schalters 010 (Werkbild Siemens)

teil, daß er nicht mehr potentialgebunden (einseitig mit Erde verbunden) ist, sondern zum direkten Messen der Potential=differenz zweier Punkte einer Schaltung benutzt werden kann. In der Mitte steht der Einschub mit zwei getrennten, völlig gleichen Wechselspannungsverstärkern für einen Fre=

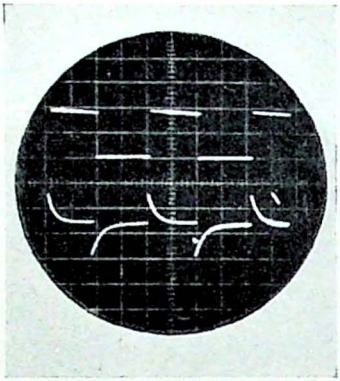

Abb. 88: Zwei Vorgänge über den Elektronischen Schalter auf einem Einstrahl-Oszillographen (Werkbild Siemens)

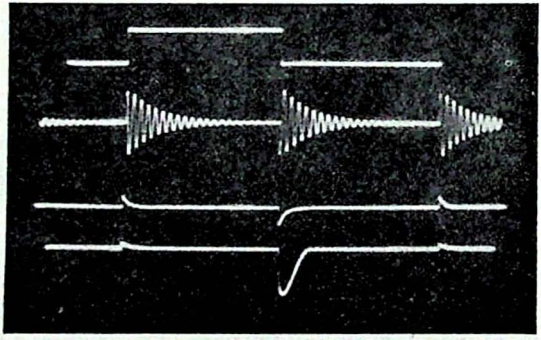

Abb. 89: Vier Vorgänge auf einem Zweistrahl-Oszillographen über zwei Elektronische Schalter (Werkbild Siemens)

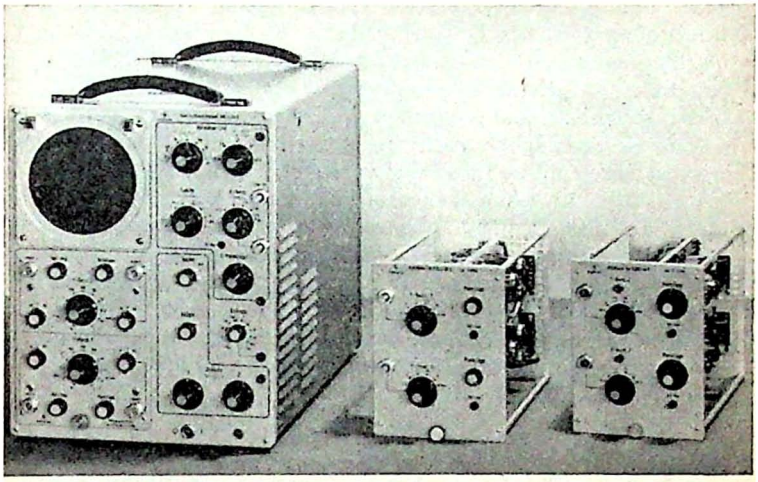

Abb. 90: Zweistrahl-Oszillograph mit eingeschobenem Y-Differenzverstärker, Mitte Y-Wechselspannungs- und rechts Y-Gleichspannungsverstärker als Einschübe (Werkbild Siemens)

quenzbereich von 2 Hz bis 2,5 MHz. Rechts daneben der Einschub mit zwei Gleichspannungsverstärkern für einen Frequenzbereich von 0 Hz bis 250 kHz.

VI. Der Selbstbau eines Oszillographen

Der Selbstbau eines Oszillographen setzt die Kenntnisse seiner Wirkungsweise voraus. Diese wurde in den vorangehenden Abschnitten behandelt. Ist man sich über die Funktion aller Schaltelemente völlig im klaren, so ist der Bau nicht schwierig. Es soll hier ein einfacher Oszillograph mit Kipp-

gerät und Symmetrierverstärker beschrieben werden. Diese Beschreibung ist als Beispiel gedacht. Er wurde bis auf die Oszillographenröhre ausschließlich aus handelsüblichen Rundfunkteilen aufgebaut. Kippgerät und Verstärker sind getrennte Bausteine, die auf gesonderten Chassis montiert wurden, so daß sie auch später nachträglich angefertigt und eingebaut werden können. An Hand der vorangegangenen Abschnitte I bis IV läßt sich ohne weiteres die Schaltung des Netzteiles einer anderen Oszillographenröhre anpassen, ein anderes Kippgerät oder ein anderer Verstärker einbauen. Das dürfte sich empfehlen, wenn man etwa eine bestimmte Elektronenstrahlröhre als Gelegenheitskauf erwerben kann oder bestimmte bereits vorhandene Einzelteile und Röhren verwenden möchte, was den Selbstbau erheblich verbilligt.

1. Chassis und Gehäuse

Das Chassis wurde mit 440 mm x 300 mm absichtlich sehr groß gehalten, um genügend Platz für den Aufbau sämtlicher Einzelteile zu haben und eventuell später Änderungen vornehmen zu können (Abb. 91). Es wurde an allen vier Seiten mit nur 20 mm Breite abgekantet, wodurch seine Steifheit zunimmt und nach unten Platz bleibt für die hindurchragenden Schrauben. Dieser Platz ist andererseits völlig ausreichend, da sämtliche Teile für das Netzgerät und die Verdrahtung oberhalb des Chassis und der Verstärker und das Kippgerät sowieso auf getrennten Chassis aufgebaut wurden. An der einen Schmalseite wurde die Frontplatte (2) (Abb. 92) festgeschraubt. Diese ist oben und an den beiden Seiten ebenfalls mit 20 mm Breite abgekantet, um ihre Stabilität zu erhöhen, und um das Gehäuse festschrauben zu können. Sämtliche Teile des Chassis und des Gehäuses wurden aus 0,5 mm dickem verzinkten Eisenblech zugeschnitten.

Wenn dieses vorsichtig verarbeitet wird, so daß die Zinkschicht nicht unnötig beschädigt wird, kann es nicht rosten

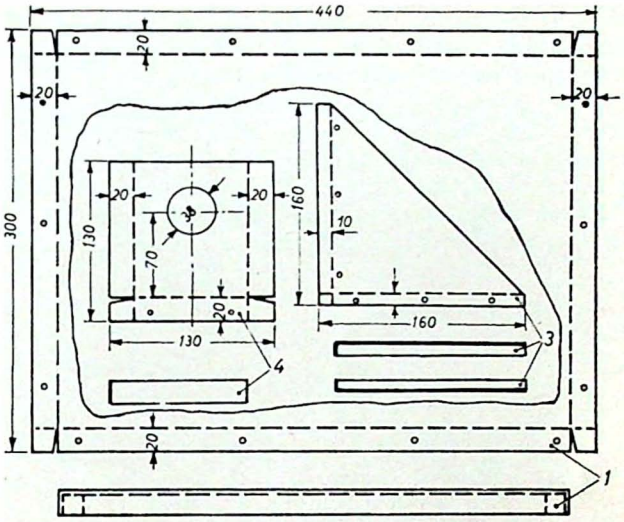

Abb. 91: Einzelteile für das Chassis

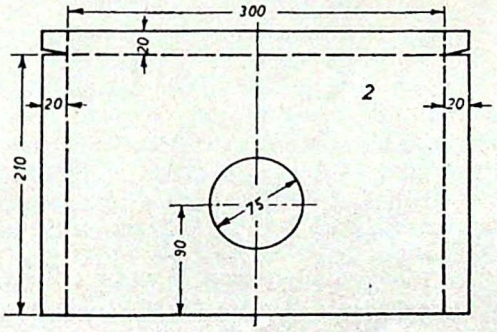

Abb. 92: Die Frontplatte

und es ist billiger als Aluminium. Diesem gegenüber hat es außerdem den Vorteil, daß unter die Schraubenlöcher in der Frontplatte Muttern gelötet werden können, in die später die Schrauben, mit denen das Gehäuse befestigt wird, hineingedreht werden. Zum Löten werden die Muttern und die entsprechenden Stellen auf dem Blech sauber geschmirgelt und mit Lötfett bestrichen. Sollte die Leistung des elektrischen Lötkolbens nicht ausreichen, um die Mutter anzulöten, so kann das gesamte Blech auf einer elektrischen Kochplatte

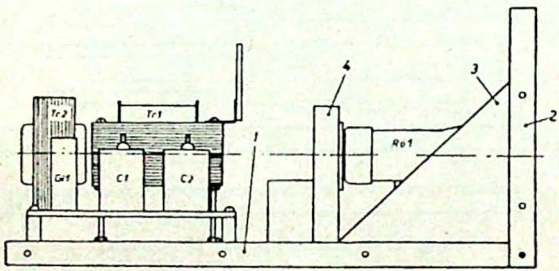

Abb. 93: Seitenansicht des Chassis mit großen Einzelteilen

erwärmt werden. Die Muttern werden dann darauf gelegt. Damit nicht Lot in das Gewinde gelangt, wird zuvor eine Schraube hineingedreht. So geht man außerdem sicher, daß sich die Mutter auch genau über dem dazugehörigen Loch befindet. Die Frontplatte wurde an beiden Seiten mit je einem Versteifungswinkel (3) versehen (Abb. 93). Die Röhrenfassung für die Elektronenstrahlröhre wird an einem Halteblech (4) eingesetzt (Abb. 94). Auch dieses ist an den beiden Seiten abgekantet, damit es stabiler wird. Das Gehäuse (Abb. 95), das ebenfalls aus 0,5 mm dickem verzinktem Eisenblech besteht, bleibt nach unten und nach vorne offen. Es steht etwa 2 mm an der Frontplatte über, an der es befestigt wird.

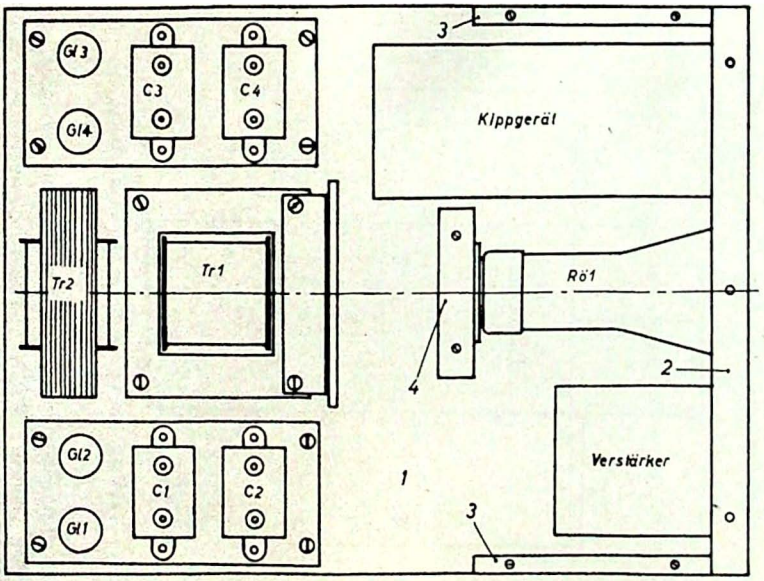

Abb. 94: Chassis von oben mit den großen Einzelteilen

Nach unten wird es am Chassis festgeschraubt. Hinten erhält es einen Ausschnitt für die Netzschnur. Oben und an der Seite wurden zahlreiche Löcher gebohrt, damit die Luft im Gehäuse zirkulieren kann. An den beiden Seitenwänden

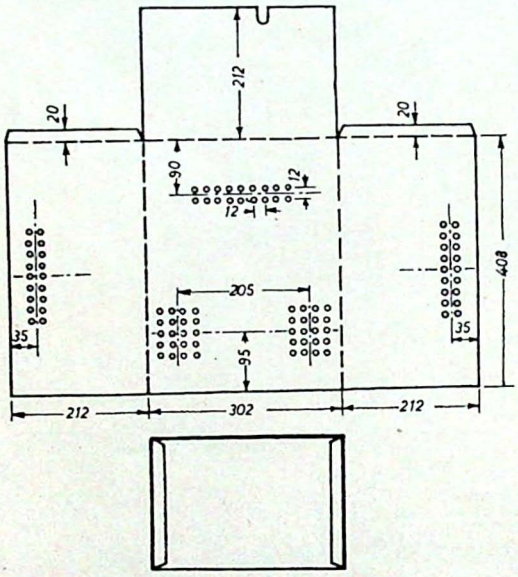

Abb. 95: Die an drei Seiten abgebogene Haube

befinden sich kleine Streifen, die nach dem Abkanten mit der Rückwand sauber verlötet werden. Nachdem das gesamte Gerät fertig ist, wird es mit grauem Kunstharzlack gestrichen.

Die Frontplatte erhält die große kreisförmige Öffnung für den Schirm der Elektronenstrahlröhre und die zahlreichen Bohrungen für die Buchsen, die Schalter und Potentiometer (Abb. 96).

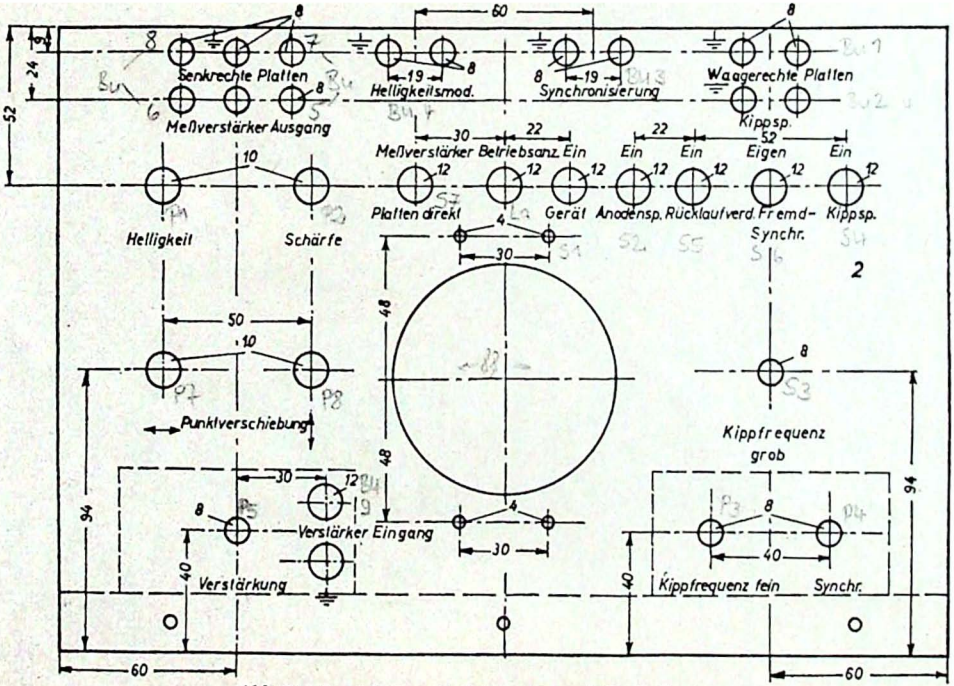

Abb. 96: Frontplatte mit Bohrungen und Beschriftung

Nach der Fertigstellung wird diese gesamte Frontplatte mit einem Blatt Zeichenkarton bedeckt. Dieses wird mit Auszieh-tusche beschriftet. Über das Blatt kommt eine dünne Scheibe klaren Astralons oder Cellons. Zur Montage müssen sämt-liche Buchsen, Schalter und Potentiometer nochmals gelöst

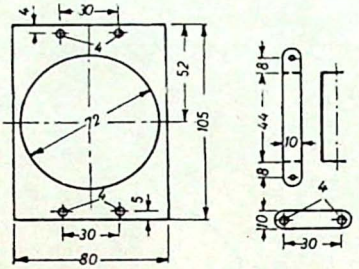

Abb. 97: Blende aus Sperrholz und Lager

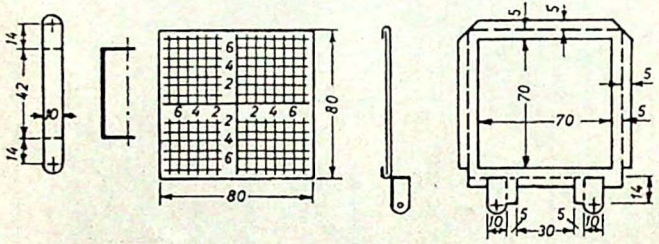

Abb. 98: Astralonscheibe und Rahmen dazu

werden, damit die jeweiligen Klemmuttern, Schriftblatt und Astralonscheibe mithalten. Da das Gehäuse seitlich 2 mm überstehen soll, kann eine Beschädigung von hier nicht er-folgen. Bei diesem Aufbau erhält man ohne viel Übung eine sehr saubere Frontplatte. Die Beschriftung kann nicht ver-stauben und nicht abgenutzt werden. Die Astralonscheibe läßt

sich mit einem feuchten Tuch abwischen. Vor und hinter der Öffnung für die Oszillographenröhre wird eine Blende aus Sperrholz gesetzt (Abb. 97). Oben wird ein Blechwinkel befestigt, der zur Haltung einer Astralonscheibe und eines Blendrahmens (Abb. 98) dient. Die Astralonscheibe wird mit

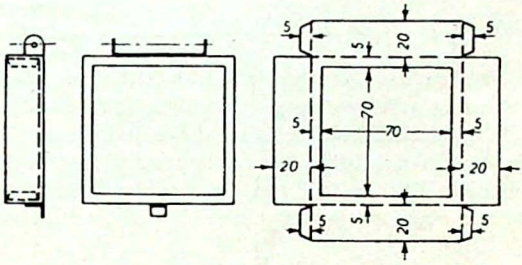

Abb. 99: Blendrahmen

Abb. 100: Blende, Astralonscheibe und Blendrahmen zusammengebaut

einer Nadel eingeritzt, dann wird in die Striche Ausziehtusche gestrichen. Überflüssige Tusche kann wieder fortgewischt werden. Man erhält so ein sehr sauberes Koordinatennetz. Die Scheibe wird in einem Rahmen aus dünnem Blech gefaßt. Der Blendrahmen (Abb. 99) wird ebenfalls aus dünnem Blech ausgeschnitten, gebogen und verlötet. Blendrahmen und

Astralonscheibe lassen sich hochklappen, so daß der Schirm auch ohne diese betrachtet werden kann. Zieht man den Bolzen, der aus Kupferdraht gefertigt wird, heraus, so lassen sich beide auch schnell ganz abnehmen (Abb. 100).

2. Das Netzteil

Die Auslegung des Netzteiles richtet sich nach der Elektronenstrahlröhre, die verwendet werden soll, da diese das teuerste Einzelteil ist. Häufig wird diese jedoch als Sonderangebot zu einem Bruchteil des Listenpreises angeboten. Die hier verwendete Röhre 07S1 von Telefunken konnte auf diesem Wege für einen Preis von nur 12,50 DM erworben wer-

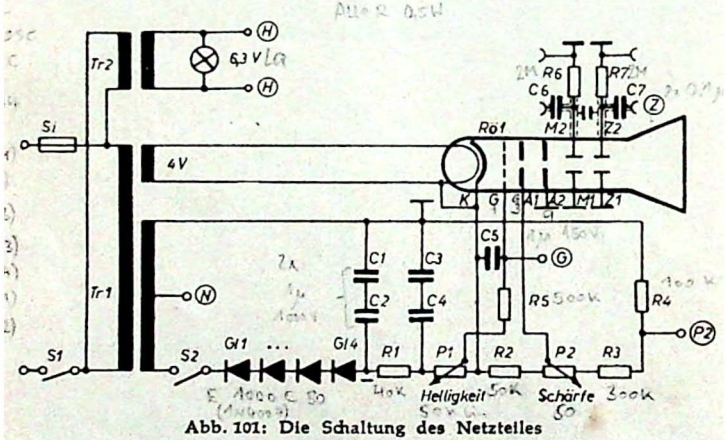

Abb. 101: Die Schaltung des Netzteiles

den. Es handelt sich hierbei um eine Type mit 70 mm Schirmdurchmesser und grüner Schirmfarbe. Die Heizspannung beträgt 4 V bei einem Heizstrom von 1 A. Beide Plattensysteme sind für symmetrische Ablenkung ausgelegt. Sie hat elektro-

statische Strahlablenkung und elektrostatische Strahlkonzentrierung. Die Anodenspannung beträgt bis zu 2000 V, die Spannung an der Anode 1 225 V, die Gittersperrspannung — 50 V. Die Ablenkempfindlichkeit bei 2000 V Anoden-

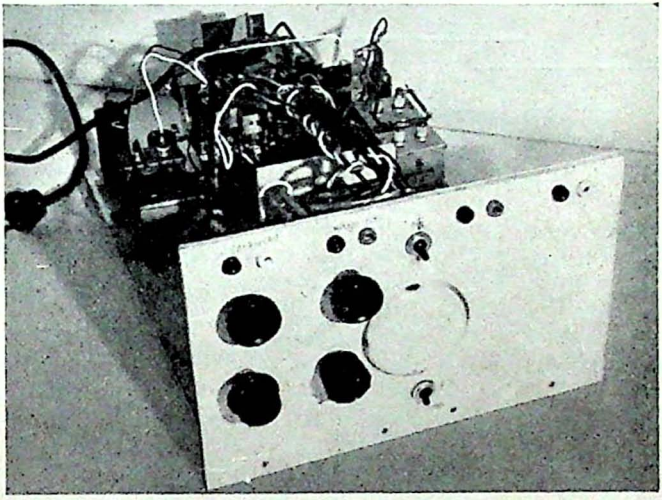

Abb. 102: Vorderansicht des Versuchsaufbaus

spannung an den Meßplatten 0,077 mm/V_{ss} und an den Zeitplatten 0,05 mm/V_{ss}. Das Netzgerät wurde nach den Richtlinien des II. Teiles dimensioniert, wobei davon ausgegangen wurde, daß auch eine Anodenspannung von 900 V zum Betrieb ausreichen müßte. Hierdurch steigt die Ablenkempfindlichkeit auf mehr als das doppelte. Außerdem erleichtert diese niedrige Anodenspannung die Verwendung gewöhnlicher Rundfunkteile. Die Schaltung für das Netzgerät zeigt die Abb. 101. Der Transformator ist ein gewöhnlicher Rundfunktransformator für Doppelweggleichrichtung. Da beide

Wicklungen in Reihe geschaltet wurden, ergab sich eine Anodenwechselspannung von fast 800 V. Die Gleichrichtung erfolgt mittels 4 Trockengleichrichtern in Reihenschaltung, die jeder eine Sperrspannung von nur 220 V haben. Als Lade- und Siebkondensatoren wurden je zwei alte Wickelkondensatoren von 500 V Spannungsfestigkeit in Reihe geschaltet. Die Spannungsfestigkeit verdoppelt sich dabei, die Kapazität halbiert sich jedoch. Die beiden jeweils in Reihe liegenden Kondensatoren müssen aber gleiche Kapazität und gleiche Spannungsfestigkeit aufweisen, weil diese Überlegungen sonst nicht mehr gelten. Die Widerstände und Potentiometer sind ganz gewöhnliche Rundfunktypen mit 1/2 W Be-

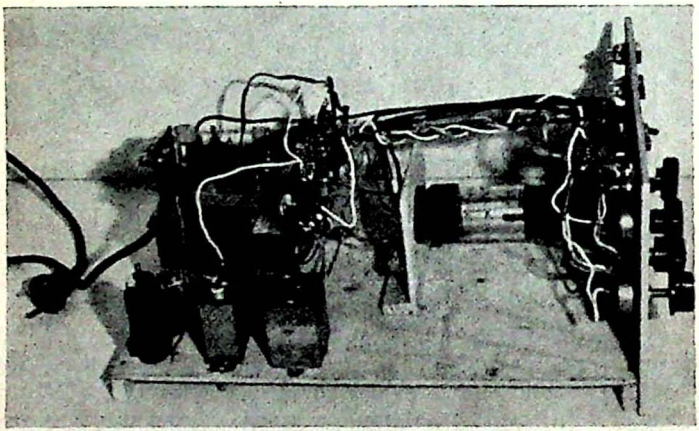

Abb. 103: Seitenansicht des Versuchsaufbaus

lastbarkeit. Um das Netzgerät auszuprobieren, wurde ein einfaches Sperrholzgestell aus Grund- und Frontplatten zusammengebaut. (Abb. 102 und 103). Nachdem es sich gezeigt hatte, daß die Anodenspannung voll ausreicht für den

Betrieb dieser Röhre, wurden die Teile auf dem Blechchassis und der Frontplatte montiert und verdrahtet. Der zweite Heiztransformator mit 6,3 V Heizspannung versorgt die Röhren des Kippgerätes und des Verstärkers. Außerdem wurde an diesen eine kleine Betriebsanzeigelampe angeschlos=

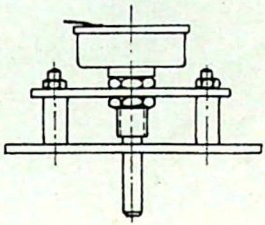

Abb. 104: Die Befestigung der Potentiometer an der Frontplatte

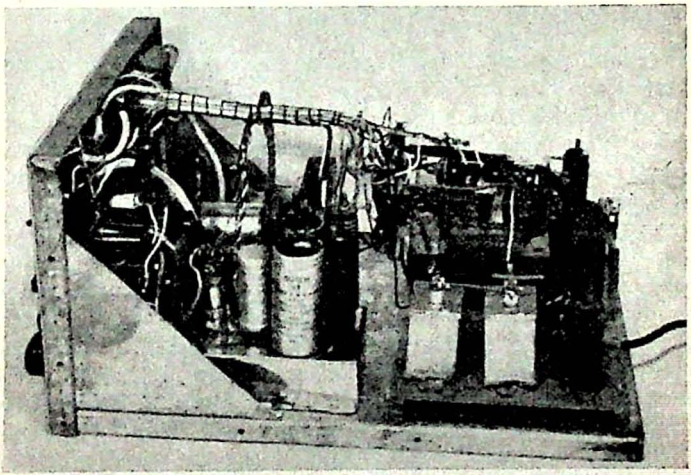

Abb. 105: Rechte Seitenansicht des Oszillographen mit Kippgerät

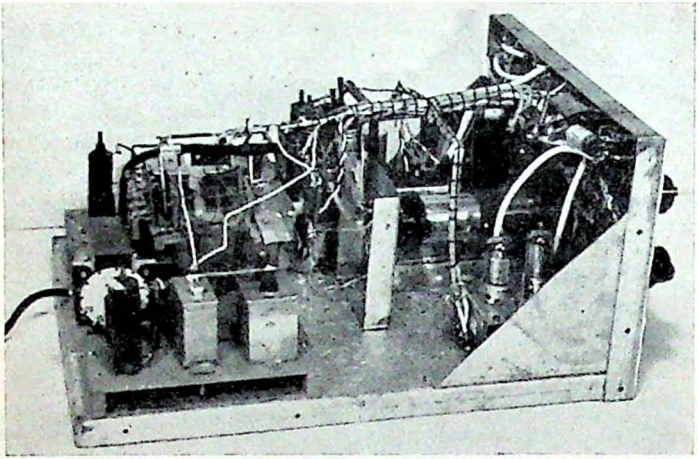

Abb. 106: Linke Seitenansicht des Oszillographen mit Meßverstärker

sen. Abb. 104 zeigt die Befestigung der Potentiometer an der Frontplatte. Diese müssen etwas zurückgesetzt werden, damit sich die Drehknöpfe bis an die Platte auf die Achse schieben lassen. Der Netztransformator wurde hinter der Röhre angeordnet. Der Heiztransformator mit einer 6,3 V Wicklung für die Röhren des Verstärkers und Kippgerätes liegt hinter diesem. Je zwei Kondensatoren und zwei Gleichrichter wurden auf einer kleinen Bank aus Pertinax links und rechts neben die Transformatoren gesetzt. Am Netztransformator wurde eine Pertinaxplatte festgeschraubt. Auf dieser fanden die kleineren Widerstände und Kondensatoren Platz. Die gesamten Leitungen an die Frontplatte wurden in einem Kabelbaum zusammengefaßt. Eine Abschirmung der Elektronenstrahlröhre wurde nicht vorgenommen, da fast keine Einstreuungen auftraten. Abb. 105 und 106 zeigen die beiden Seitenansichten des Oszillographen.

3. Das Kippgerät

Das Kippgerät wurde mit nur einer Röhre EF 42 in der bereits beschriebenen Transiton=Miller=Integrator=Schaltung aufgebaut. Die grundsätzliche Wirkungsweise braucht deshalb hier nicht nochmals erläutert zu werden. Die Schaltung zeigt die Abb. 107. Mit den Kondensatoren C_8—C_{12} und den Kondensatoren C_{13}—C_{17} wird die Frequenz in Grobstufung

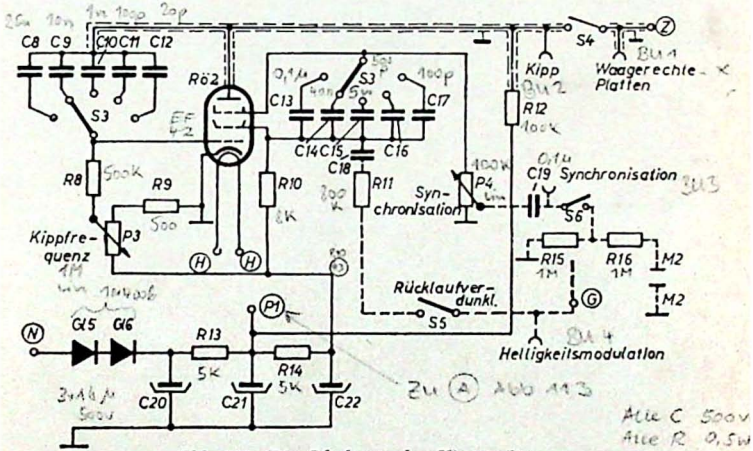

Abb. 107: Die Schaltung des Kippgerätes

von 3 Hz bis 150 kHz vorgenommen. Die Feinregelung erfolgt mit Hilfe des Potentiometers P_3. Über den Kondensator C_{18} und den Widerstand R_{11} kann die Spannung für die Rücklaufverdunklung an das Steuergitter der Elektronenstrahlröhre gelegt werden. Von den Meßplatten kann die Synchronisierung über ein Potentiometer an das Bremsgitter geführt werden. Wird die Synchronisierung fortgelassen, so

muß das Potentiometer P_4 durch einen Festwiderstand ersetzt werden. Es ist darauf zu achten, daß Schirm- und Bremsgitter nicht überlastet werden (Strom messen!).

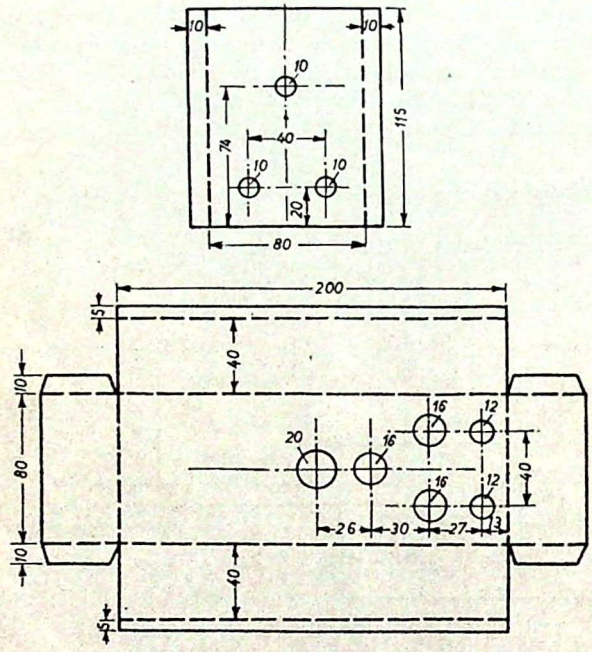

Abb. 108: Chassis für das Kippgerät

Das Netzgerät, das aus beiden in Reihe geschalteten Trokkengleichrichtern, drei Elektrolytkondensatoren C_{20} bis C_{22} und den Siebwiderständen R_{13} und R_{14} besteht, erhält seine Wechselspannung über die Mittelanzapfung (N) des Transformators (siehe Abb. 101). Das Netzgerät wird mit auf dem Chassis für das Kippgerät aufgebaut und versorgt das Kipp-

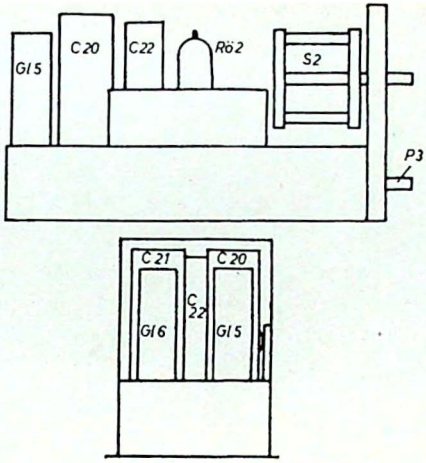

Abb. 109: Chassis mit den wichtigsten Einzelteilen

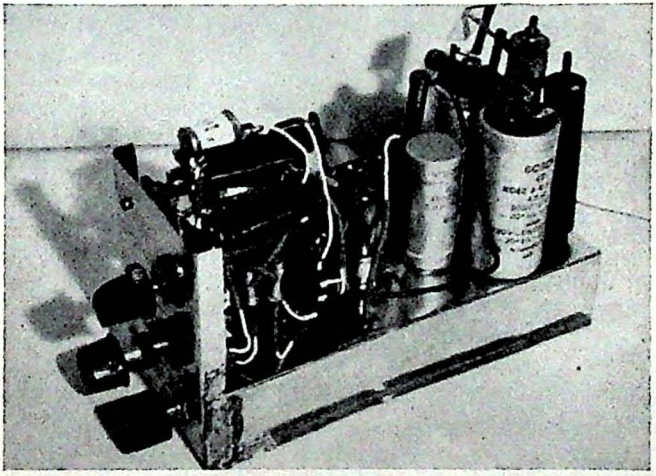

Abb. 110: Das fertige Kippgerät

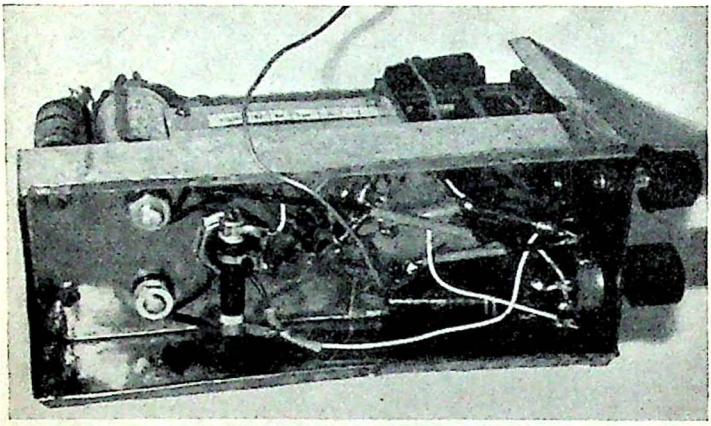

Abb. 111: Das Kippgerät von unten

gerät und den Verstärker und die Punktverschiebung mit den nötigen Spannungen.

Kippgerät und Netzteil werden auf einem Chassis aus dünnem Blech (Abb. 108) aufgebaut. Hinten liegen die beiden Gleichrichter und die drei Elektrolytkondensatoren, in der Mitte die Röhre und vorne oben der Umschalter, zwischen dessen Kontakte die Kondensatoren direkt eingelötet werden. Vorne unterhalb des Chassis werden die beiden Potentiometer für die Frequenzfeineinstellung und die Synchronisierung angeordnet. Seitlich am Chassis befindet sich eine Lötösenleiste, an die die ankommenden und fortführenden Leitungen gelegt werden. Das Chassis wird auf dem großen Chassis festgeschraubt. Die Einzelteilanordnung zeigt die Abb. 109. In Abb. 110 und 111 ist das fertige Kippgerät zu sehen.

4. Die Punktverschiebung

Wird eine Punktverschiebung des Elektronenstrahles vorgesehen, für die ja nur zwei Potentiometer und einige Widerstände zusätzlich benötigt werden (siehe Schaltung Abb. 112),

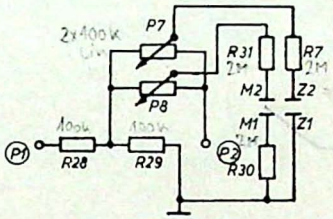

Abb. 112: Zusatzschaltung für die Punktverschiebung

so kann die hierfür erforderliche Spannung zwischen dem Punkt P_2 des Netzgerätes für die Elektronenstrahlröhre und dem Punkt P_1 des Netzgerätes für Kippgerät und Verstärker abgegriffen werden. Die beiden zusätzlichen Potentiometer werden direkt an der Frontplatte befestigt.

5. Der Verstärker

Wegen der erforderlichen symmetrischen Ablenkspannung wurde ein kleiner zweistufiger Symmetrierverstärker mit zwei Röhren EF 42 gebaut. Über einen einfachen Spannungsteiler P_5 wird die Meßspannung dem Gitter der ersten Röhre zugeführt und verstärkt. Ein Teil der Anodenspannung wird an einem einstellbaren Potentiometer P_6 abgegriffen und dem Gitter der nächsten Röhre zugeführt. Diese Wechselspannung muß genau so groß sein, wie die am Gitter der ersten Röhre liegende, dann kann an den Anodenwiderständen der beiden

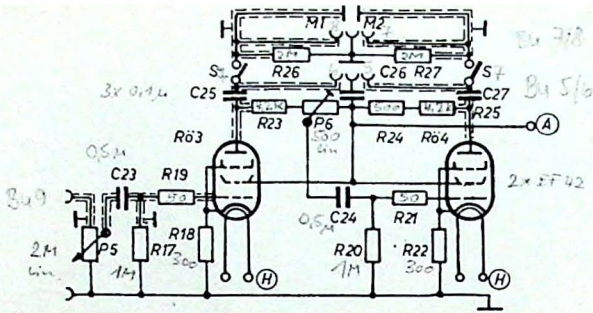

Abb. 113: Die Schaltung des Symmetrierverstärkers
Die Anodenspannung (A) wird von (P1) Abb. 107 zugeführt

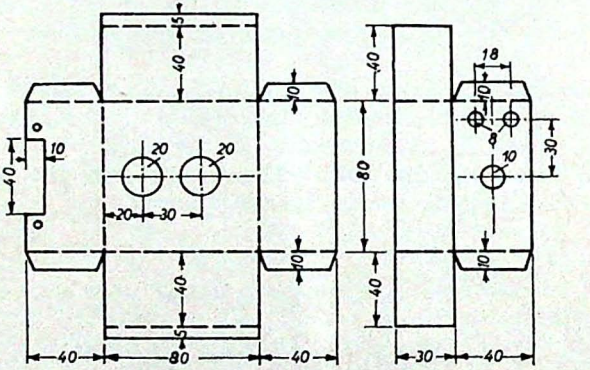

Abb. 114: Chassis für den Verstärker

Röhren über die Kondensatoren C_{25} un C_{27} (Zur Abriegelung der Anodengleichspannung) eine symmetrische Wechselspannung abgegriffen werden, die den beiden Meßplatten der Elektronenstrahlröhre M_1 und M_2 zugeführt wird. (Abb. 113). Der Schalter S erlaubt es, den Verstärker auch unabhängig

vom Oszillographen zu benutzen. Die Spannung wird dann an den drei unteren Buchsen abgenommen. Die oberen drei Buchsen werden benutzt, wenn eine Meßspannung direkt auf die Platten gegeben werden soll. Das Potentiometer P_6 wird nur bei der ersten Inbetriebnahme einmal fest eingestellt.

Berechnet wird dieser Verstärker nach den Richtlinien, die im Abschnitt über Verstärker aufgestellt wurden. Es wird die erste Stufe berechnet. Der Verstärkungsfaktor für den Ge-

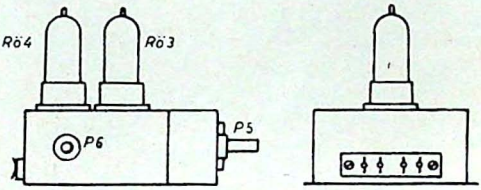

Abb. 115: Chassis mit den wichtigsten Einzelteilen

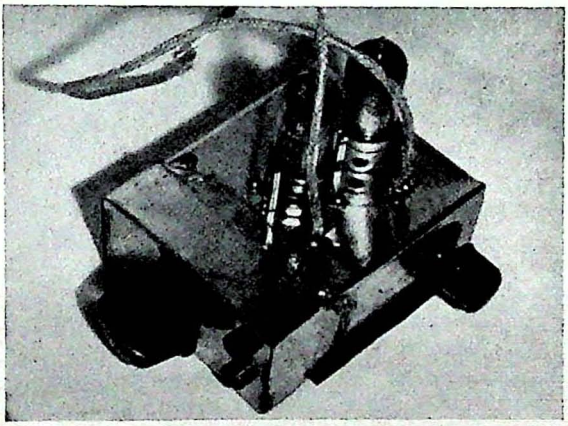

Abb. 116: Der fertige Verstärker

samtverstärker ergibt sich dann durch Multiplikation mit dem Faktor 2. Dieser Verstärker erreicht eine Verstärkung von etwa 84. Der Frequenzbereich geht ungefähr von 1 Hz bis 2 M Hz bei einem Abfall von 3 db entsprechend 30 %. Das Chassis wird wieder aus dünnem Blech ausgeschnitten, gebogen und verlötet. Die Röhrensockel für die beiden Röhren

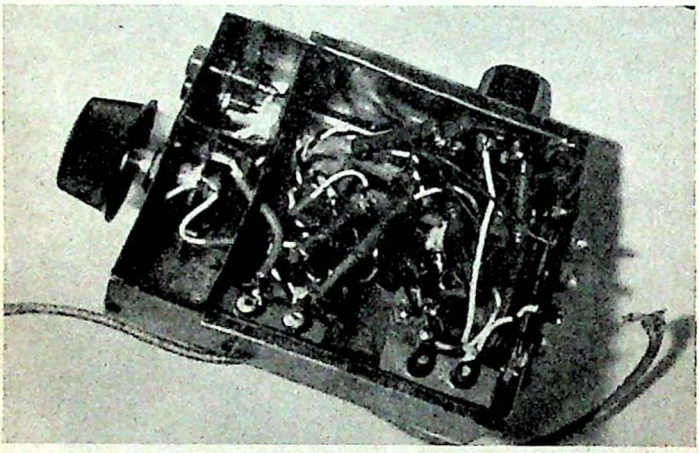

Abb. 117: Der Verstärker von unten

EF 42 werden auf dem Chassis festgeschraubt. Das Potentiometer für die Verstärkungsregelung und die Eingangsbuchse unterhalb desselben an der vorderen Wand. An der Rückseite findet eine Lötösenleiste für die Zu- und Abgänge Platz.

Die abgeschirmten Zuleitungen zu den Meßplatten der Elektronenstrahlröhre werden direkt an den Schalter S an der Frontplatte geführt. Abb. 116 und 117 zeigen den fertigen Verstärker und die Abb. 118 und 119 den Oszillographen im Gehäuse.

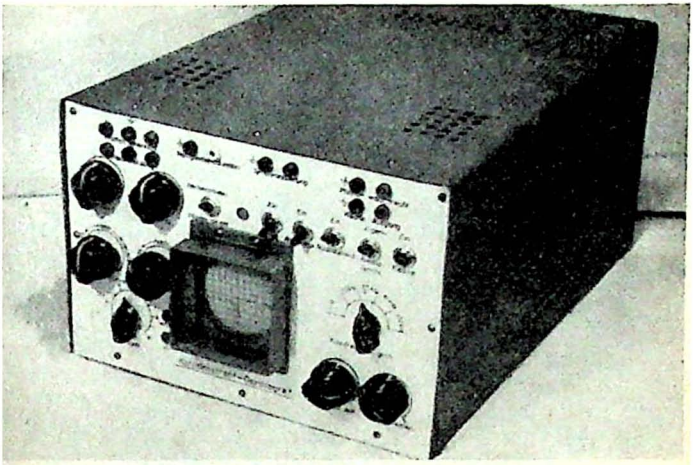

Abb. 118: Der fertige Oszillograph

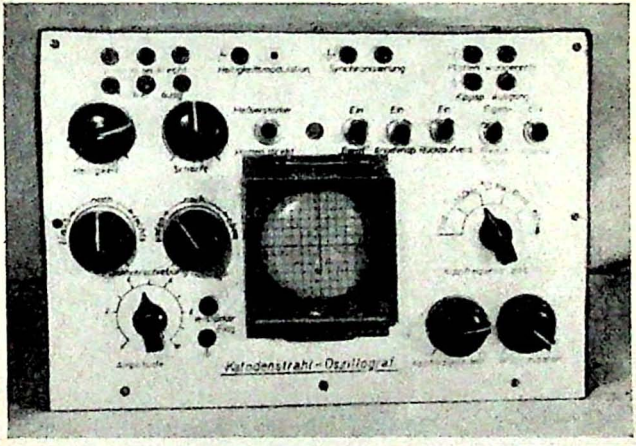

Abb. 119: Die Frontplatte des Oszillographen

Stückliste für die Blechteile

Teil	Benennung	Stück	Maße in mm und Daten	Abb.
1	Haupt=Chassis	1	440x300, 0,5 dick, verzinktes Eisenblech	91
2	Frontplatte	1	340x230, 0,5 dick, verzinktes Eisenblech	92
3	Versteifungswinkel	2	160x160, 0,5 dick, verzinktes Eisenblech	92
4	Röhrenhalterung	1	130x130, 0,5 dick, verzinktes Eisenblech	91
5	Haube	1	726x620, 0,5 dick, verzinktes Eisenblech	95
6	Röhrenblenden	2	105x80, 4 dick, Sperrholz	97
7	Lagerstreifen	1	60x10, 0,3 dick, verzinntes Blech	97
8	Scheibe	1	80x80, Astralon	98
9	Fassung	1	105x90, 0,3 dick, verzinntes Blech	98
10	Lagerstreifen	1	70x10, 0,3 dick, verzinntes Blech	98
11	Blendrahmen	1	120x120, 0,3 dick, verzinntes Blech	99
12	Winkel	1	20x20, 0,3 dick, verzinntes Blech	99
13	Chassis für Kippgerät	1	280x170, 0,3 dick, verzinntes Blech	108
14	Frontplatte für Kippgerät	1	115x100, 0,3 dick, verzinntes Blech	108
15	Chassis für Verstärker	1	170x160, 0,3 dick, verzinntes Blech	114
16	Zwischenstück für Verstärker	1	160x70, 0,3 dick, verzinntes Blech	114
17	Beschriftungsplatte	1	340x230, Zeichenkarton	96
18	Schutzplatte	1	340x230, Astralon	96
19	Schrauben	43	M3x10, Rundkopf	
20	Muttern	43	M3 zu 19 passend	

Stückliste für die elektrischen Teile

Netzgerät

Kondensator	C_1	2 μF, 500 V
Kondensator	C_2	2 μF, 500 V
Kondensator	C_3	2 μF, 500 V
Kondensator	C_4	2 μF, 500 V
Kondensator	C_5	1 μF, 150 V
Kondensator	C_6	0,1 μF, 400 V
Kondensator	C_7	0,1 μF, 400 V
Widerstand	R_1	40 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_2	50 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_3	300 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_4	100 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_5	500 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_6	2 MOhm, 0,5 W
Widerstand	R_7	2 MOhm, 0,5 W
Potentiometer	P_1	50 kOhm, 0,5 W, linear
Potentiometer	P_2	50 kOhm, 0,5 W, linear
Selengleichrichter	Gl_1	20 mA, 250 V
Selengleichrichter	Gl_2	20 mA, 250 V
Selengleichrichter	Gl_3	20 mA, 250 V
Selengleichrichter	Gl_4	20 mA, 250 V
Transformator	Tr_1	prim. 220 V, sek. 2x320V, 4V/1A
Transformator	Tr_2	prim. 220 V, sek. 6,3V/2A
Kippschalter	S_1	einpolig
Kippschalter	S_2	einpolig
Sicherung	Si	0,4 A
Elektronenstrahlröhre	$Rö_1$	07Sl (Telefunken)

Kippgerät

Kondensator	C_8	25000 pF, 500 V
Kondensator	C_9	10000 pF, 500 V
Kondensator	C_{10}	1000 pF, 500 V
Kondensator	C_{11}	100 pF, 500 V
Kondensator	C_{12}	20 pF, 500 V
Kondensator	C_{13}	0,1 µF, 500 V
Kondensator	C_{14}	40000 pF, 500 V
Kondensator	C_{15}	5000 pF, 500 V
Kondensator	C_{16}	500 pF, 500 V
Kondensator	C_{17}	100 pF, 500 V
Kondensator	C_{18}	50000 pF, 500 V
Kondensator	C_{19}	0,1 µF, 500 V
Elektrolytkondensator	C_{20}	16 µF, 500/550 V
Elektrolytkondensator	C_{21}	16 µF, 500/550 V
Elektrolytkondensator	C_{22}	16 µF, 500/550 V
Widerstand	R_8	500 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_9	500 Ohm, 0,5 W
Widerstand	R_{10}	8 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{11}	800 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{12}	100 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{13}	5 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{14}	5 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{15}	1 MOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{16}	1 MOhm, 0,5 W
Potentiometer	P_3	1 MOhm, 0,5 W, linear
Potentiometer	P_4	100 kOhm, 0,5 W, linear

Schalter	S_3	2x3 polig 2x5
Kippschalter	S_4	einpolig
Kippschalter	S_5	einpolig
Selengleichrichter	Gl_5	40 mA, 250 V
Selengleichrichter	Gl_6	40 mA, 250 V
Elektronenröhre	$Rö_2$	EF 42

Meßverstärker

Kondensator	C_{23}	0,5 μF, 500 V
Kondensator	C_{24}	0,5 μF, 500 V
Kondensator	C_{25}	0,1 μF, 500 V
Kondensator	C_{26}	0,1 μF, 500 V
Kondensator	C_{27}	0,1 μF, 500 V
Widerstand	R_{17}	1 MOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{18}	300 Ohm, 0,5 W
Widerstand	R_{19}	50 Ohm, 0,25W
Widerstand	R_{20}	1 MOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{21}	50 Ohm, 0,25W
Widerstand	R_{22}	300 Ohm, 0,5 W
Widerstand	R_{23}	4,2 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{24}	500 Ohm, 0,5 W
Widerstand	R_{25}	4,2 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{26}	2 MOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{27}	2 MOhm, 0,5 W
Potentiometer	P_5	2 MOhm, 0,5 W, linear
Potentiometer	P_6	500 Ohm, 0,5 W, linear
Schalter	S	zweipolig
Röhre	$Rö_3$	EF 42
Röhre	$Rö_4$	EF 42

Punktverschiebung

Widerstand	R_{28}	100 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{29}	100 kOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{30}	2 MOhm, 0,5 W
Widerstand	R_{31}	2 MOhm, 0,5 W
Potentiometer	P_7	100 kOhm, linear
Potentiometer	P_8	100 kOhm, linear

Die Bedeutung der Formelzeichen

a	Abstand
A_1, A_2	Anode 1, Anode 2
AM	Auslenkung des Elektronenstrahles durch die Meßplatten (meist senkrecht)
A_Z	Auslenkung des Elektronenstrahles durch die Zeitplatten (meist waagerecht)
b	Beschleunigung (Geschwindigkeitszunahme)
$\mathfrak{B}$	magnetische Feldstärke
c	Lichtgeschwindigkeit
C	Kapazität (Kondensator)
C_1, C_2	Kondensator 1, Kondensator 2
C_a	Kapazität zwischen Anode und Kathode einer Röhre
C_{ag}	Kapazität zwischen Anode und Steuergitter einer Röhre
C_e	dynamische Eingangskapazität einer Röhre
C_g	Kapazität zwischen Steuergitter und Kathode einer Röhre
C_g	Koppelkondensator
C_k	Kathodenkondensator
C_s	Schaltkapazität
d_s	Leuchtfleckdurchmesser bei einer Elektronenstrahlröhre
$\triangle d_s$	Änderung des Leuchtfleckdurchmessers bei einer Elektronenstrahlröhre

D_{sch}	Leuchtschirmdurchmesser einer Elektronenstrahlröhre
e	elektrische Ladung eines Elektrons
$\mathfrak{E}$	elektrische Feldstärke
$\|\mathfrak{E}\|$	Betrag der elektrischen Feldstärke
E	Ablenkempfindlichkeit
E_{ab}	Absolutempfindlichkeit
f	Frequenz
f	Anschluß für Röhrenheizfaden
f_o	obere Grenzfrequenz
f_u	untere Grenzfrequenz
G	Gitter einer Elektronen- oder einer Elektronenstrahlröhre
G_L	Glimmröhre
G_L	Gleichrichter
G_1, G_2	Gleichrichter 1, Gleichrichter 2
i	(sich zeitlich ändernder) elektrischer Strom
J	elektrischer Strom
J_k	Kathodenstrom
J_a	Anodenstrom
J_{amax}	größter Anodenstrom
P_{P1}	Strom, der durch das Potentiometer P_1 fließt
K	Kathode einer Elektronen- oder Elektronenstrahlröhre
L	Induktivität (Spule)
L	Länge
m	Masse
N	elektrische Leistung
N_{P1}	im Potentiometer P_1 in Wärme umgesetzte elektrische Leistung

P	mechanische Kraft
P	Potentiometer
P_1, P_2	Potentiometer 1, Potentiometer 2
P_1	Ablenkplattenpaar 1
P_2	Ablenkplattenpaar 2
R	elektrischer Widerstand
$\|\Re\|$	Betrag eines elektrischen Scheinwiderstandes
R_1, R_2	Widerstand 1, Widerstand 2
R_a	Anodenwiderstand
R_{a1}, R_{a2}	Anodenwiderstand der Röhre 1, Anodenwiderstand der Röhre 2
R_b	Innenwiderstand der Anodenspannungsquelle
R_g	Gitterableitwiderstand
R_{ges}	Gesamtwiderstand
R_i	Innenwiderstand
R_k	Kathodenwiderstand
R_s	Schutzwiderstand
R_s	Schirmgitterwiderstand
R_v	Vorwiderstand
Rö	Röhre
$Rö_1$, $Rö_2$	Röhre 1, Röhre 2
S	Röhrensteilheit
S/C	Gütefaktor
Si	Sicherung
t	Zeit
t_1, t_2	Zeit 1, Zeit 2
T	Zeitkonstante
U	elektrische Spannung
u	(zeitlich sich ändernde) elektrische Spannung

U_1, U_2	Spannung 1, Spannung 2
U_a	Anodenspannung
U_{a1}	Spannung an der Anode der Röhre 1
U_B	Gleichspannung (Batterie)
U_b	Spannung einer Anodenspannungsquelle
u_c	Spannung am Kondensator C
U_{em}	höchstzulässige Eingangsspannung an einer Röhre
U_f	Heizspannung
U_g	negative Gittervorspannung
U_{g1}	Spannung am Gitter 1 (Steuergitter)
U_{g2}	Spannung am Gitter 2 (Schirmgitter)
U_{gm}	höchstzulässige Gitterwechselspannung
u_k	Spannungsabfall zwischen Kathode der Gastriode und Minus
U_L	Löschspannung einer Glimmröhre
U_P	Meßspannung
U_{P1}, U_{P2}	Meßspannung am Plattenpaar 1, Meßspannung am Plattenpaar 2
U_{P1}	Spannungsabfall am Potentiometer P_1
U_{R1}	Spannungsabfall am Widerstand R_1
U_s	Synchronisierspannung
U_z	Zündspannung
U_{zmax}	größte Zündspannung
V	Verstärkungsfaktor
$\lvert\mathfrak{V}\rvert$	Betrag der Verstärkung
v	Geschwindigkeit
v_e	Geschwindigkeit eines Elektrons
V_m	mittlere Verstärkung
$\lvert\mathfrak{V}_o\rvert$	Betrag der Verstärkung an der oberen Frequenzgrenze

$\lvert\mathfrak{B}_u\rvert$	Betrag der Verstärkung an der unteren Frequenzgrenze
X_{ges}	gesamter Blindwiderstand (kapazitiver oder induktiver Widerstand)
α, β	Bezeichnung für geometrische Winkel
β	Welligkeit einer wechselspannungsüberlagerten Gleichspannung
φ	Phasenverschiebung
φ_o	Phasenverschiebung bei der oberen Grenzfrequenz
φ_u	Phasenverschiebung bei der unteren Grenzfrequenz
μ	Verstärkungsfaktor einer Röhre

Wichtige Zehner-Vielfache und Zehner-Teile

Bezeichnung	Abkürzung	Vielfaches oder Teil
Mega	M	10^6
Kilo	k	10^3
Hekta	h	10^2
Deka	D	10^1
Dezi	d	10^{-1}
Zenti	c	10^{-2}
Milli	m	10^{-3}
Mikro	μ	10^{-6}
Nano	n	10^{-9}
Pico	p	10^{-12}

Beispiele: 1 kW (Kilowatt) $= 1 \cdot 10^3$ Watt $= 1000$ Watt
1 mA (Milliampere) $= 1 \cdot 10^{-3}$ A $= 0{,}001$ A.

Literaturverzeichnis

M. v. Ardenne: „Die Kathodenstrahlröhre", Verlag J. Springer, Berlin.

J. Dicht: „Einführung in die Theorie der Elektronenoptik", Verlag J. A. Barth, Leipzig

E. Brüde, O. Scherzer: „Geometrische Elektronenoptik", Verlag J. Springer, Berlin

H. Pieplow, E. Steudel: „Das Symmetrierungsproblem bei Braunschen Röhren", Arch. El, Bd. 32/1938.

Tabelle über Kathodenstrahlröhren, Verlag Funkwerk, Potsdam.

Rint: „Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker", Band II, „Elektronenstrahlröhren", Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik, Berlin

H. E. Hollmann: „Die Braunsche Röhre bei sehr hohen Frequenzen", Zeitschr. Hochfrequenzt. Bd. 40/1932.

K. Schwalgin: „Eine Kathodenstrahlröhre für symmetrische oder asymmetrische Ablenkung" Elektronik Nr. 4/1955.

Eine neue Kathodenstrahlröhre für höchste Schreibgeschwindigkeit", Telefunken Zeitung H. 10, 8/1955.

Zum II. Teil

R. Wigand/Großmann: I. Rundfunktechnik, Grundlagen I. Nr. 2001, Lehrmeister-Bücherei

R. Wigand/Großmann: II. Rundfunktechnik, Grundlagen II. Nr. 2003, Lehrmeister-Bücherei

R. Wigand/Großmann: III. Rundfunktechnik, Antennen, Wellen, Gleichrichter. Nr. 2005, Lehrmeister-Bücherei

H. Sutaner: „Praktische Winke für Rundfunkbastler", Nr. 2015 — 16 Bd. II, „Stromquellen für Rundfunk-empfänger", Lehrmeisterbücherei

O. Limann: „Prüffeldmeßtechnik", Funkschau Verlag München.

Zum III. Teil

H. Großmann: „Glimmröhre und Fotozellen", Nr. 2011, Lehrmeister-Bücherei

R. Leonhardt: „Zeitablenkung für Elektronenstrahl-Oszillographen mit sinusförmigem Wechselstrom Konstanter Frequenz" FTM H5/1936.

P. E. Klein: „Kippschwingungen für die Zeitablenkung bei Elektronenstrahl-Oszillographen" FTM H4/1937.

M. v. Ardenne: „Über ein neues Röhrenkippschwingungs-gerät für Elektronenstrahl-Oszillographen", ETZ Bd. 56/1935

F. Kerkhoff und Fr. W. Werner: „Fernsehen", Philips Technische Bibliothek.

O. Limann: „Prüffeldmeßtechnik", Funkschau Verlag München

Zum IV. Teil

E. Hiller: „Elektronen-Röhren", Teil I, Grundlagen, Nr. 2025, Lehrmeister-Bücherei

E. Hiller: „Elektronen Röhren", Teil II, praktische Anwendung, Nr. 2027, Lehrmeister-Bücherei

R. Wigand/Großmann: Rundfunktechnik IV, „Verstärker für Hoch- und Niederfrequenz", Nr. 2007, Lehrmeister-Bücherei

Bartels: „Grundlagen der Verstärkertechnik", Hirzel Verlag, Leipzig.

F. Kerkhoff und Fr. W. Werner: „Fernsehen", Philips Technische Bibliothek

Brückersteinkuhl: „Ausgleichschaltungen in Breitbandverstärkern", Hausmitteilungen Fernseh — AG — 2/1941/H3

Rint: „Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker" „Breitbandverstärker", Bd. II. Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik, Berlin.

P. E. Klein: „Über die Regelung des Verstärkers bei Breitbandverstärkern ohne Verschlechterung des Frequenzbandes", FTM 1940

W. Dillenburger: „Über die Verstärkung der tiefen Frequenzen in Breitbandverstärkern", Funk und Ton, Nr. 8/1949.

„Rechentafeln für Breitbandverstärkerstufen" Funktechnische Arbeitsblätter, 2. Lieferung Franzis Verlag München

L. Bruck: „Gegenkopplungsschaltungen" Telefunkenröhre, Heft 11.

W. Greyer: „Der Kathodenverstärker" Funk und Ton, Bd. 3/1949.

Zum Teil VI:

H. Meyer: „Praktisch Rundfunkbasteln", Band I. Grundlagen und Selbstbau einfacher Empfangsgeräte", Nr. 2030, Lehrmeister-Bücherei.

F. Kühne: Bauanleitung, „Kathodenstrahl-Oszillograph KO 1", Radio-Magazin Nr. 3/1952.

W. Pinternagel: „Kathodenstrahl-Oszillograph mit der Röhre L B 8", Funkschau H. 3/1948.

L. Ratheiser: „Breitband-Elektronenstrahl-Oszillograph KO 3", Funkschau, H. 23 und H. 24/1953.

„Frequenzkurvenschreiber", Teil II, „Der Oszillograph", Funkschau, H. 18/1954.

P. E. Klein: „Elektronenstrahl-Oszillographen", Weidemannsche Verlagsbuchhandlung, Berlin.

H. W. Fricke: „Der Kathodenstrahl=Oszillograph", Fach=buchhandlung, Leipzig.

H. Mangold: „Moderne Breitbandoszillographen", Rhode und Schwarz=Mitteilungen 1952/H. 2.

J. Czech: „Kathodenstrahloszillographen", Artikelserie in der Funktechnik, beginnend Febr. 1948.

H. Richter: „Hilfsbuch für Kathodenstrahl=Oszillographie", München.

P. E. Klein: „Elektronenstrahlsichtgerät in Technik und Medizin", Berlin.

Die Lehrmeister-Bücherei

LB 706

bietet nützliche Anregungen zur Gestaltung der vielfältigsten Liebhabereien in folgenden Sachgebieten:

Allgemeine Wissensgebiete
Aquarienkunde
Autofahren
Basteln
Bauen und Heimwerken
Bienenzucht
Blumen
Häusliche Ratschläge
Elektrotechnik
Farbfernsehen
Segelflugsport
Gartenpflege
Gemüsebau
Geflügel- und Kleintiere
Hunde
Karten- und Gesellschaftsspiele
Obstbau
Pilze
Rundfunktechnik
Rudersport
Schach
Sport
Terrarienkunde
Tiere, verschiedene
Transistortechnik
Vögel
Zierfische

Ein ausführliches Gesamtverzeichnis mit fast 300 Buchtiteln informiert Sie über alle lieferbaren Bücher. Fordern Sie dieses Verzeichnis bitte direkt bei uns an.

Philler Verlag

495 Minden · Postfach